

Université
de Toulouse

THESE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier
Discipline ou spécialité : *Energétique et transferts*

Présentée et soutenue par

Ahmed KALED

Soutenue le 05 Novembre 2013

***Étude expérimentale et théorique d'une boucle
diphase à pompage capillaire dans le contexte de l'aéronautique***

JURY

M. Lounès TADRIST	Professeur à l'Université d'Aix/Marseille (IUSTI)	Président
M. Yves BERTIN	Professeur à l'ENSMA (Institut Pprime)	Rapporteur
M ^{me} Valérie SARTRE	MCF à l'INSA Lyon (CETHIL)	Rapporteur
M. Sébastien DUTOUR	MCF à l'Université de Toulouse III (LAPLACE)	Directeur de thèse
M. Vincent PLATEL	MCF à l'Université de Pau (LaTEP)	Membre
M. Richard FOURNIER	Professeur à l'Université de Toulouse III (LAPLACE)	Membre
M ^{me} Sandrine GARCIA	Ingénieur chez LIEBHERR-AEROSPACE TOULOUSE	Membre invité

Ecole doctorale : *Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)*
Unité de recherche : Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE)
Directeur de Thèse : *Sébastien Dutour*

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Sébastien Dutour pour le temps et la patience qu'il m'a accordé pendant ces années de thèse. Son encadrement et sa disponibilité m'ont permis de réaliser ce travail dans des conditions idéales. L'aide et les conseils qu'il m'a apporté m'ont familiarisé avec la recherche scientifique.

Je remercie également Vincent Platel d'avoir participé à l'encadrement de ma thèse et à la mise en forme finale du manuscrit.

Je remercie vivement le professeur Yves Bertin et Valérie Sartre d'avoir accepté la lourde charge d'être rapporteur de ce mémoire. Qu'ils veuillent bien recevoir ici toute ma reconnaissance pour leur lecture attentive. Leurs remarques et conseils ont été constructifs. Je remercie également le professeur Lounès Tadrist d'avoir présidé le jury ainsi que le professeur Richard Fournier qui a accepté de participer à celui-ci.

Je remercie également Sandrine GARCIA d'avoir participé à mon jury de thèse en apportant une vision industrielle des applications envisageables.

Mes remerciements s'adressent à tous les membres du groupe GREPHE du laboratoire LAPLACE pour leur accueil.

Ma gratitude va également à Mr Jacques Lluc qui m'a appris énormément dans le domaine expérimental et qui m'a surtout beaucoup aidé pour réaliser et exploiter le banc expérimental durant de nombreuses heures... Je tiens à y associer toute l'équipe mécanique du LAPLACE, en particulier Jean Luc Bonneval et Thierry Bergé pour leurs aides et conseils sur le dispositif expérimental que j'ai eu à réaliser.

Bien sûr, je ne saurai conclure sans souligner le rôle fondamental du soutien constant de ma famille qui m'a toujours soutenue dans mes choix.

Enfin, je souhaite remercier particulièrement Mounayya pour son soutien et sa patience tout au long de la thèse.

Table des matières

Nomenclature	9
Introduction	11
1 Boucles diphasiques à pompage capillaire dans le contexte de l'aéronautique	13
1.1 Boucles diphasiques à pompage capillaire : tendances de développement . .	13
1.2 Identification des types d'études scientifiques réalisées dans un contexte aéronautique	15
1.2.1 Influence de la gravité	15
1.2.2 Influence de l'accélération	16
1.2.3 Influence des vibrations	18
1.3 Identification des problématiques scientifiques	19
1.4 Cadre de la thèse	20
2 Présentation de la CPLIP	21
2.1 Description générale	21
2.2 Description détaillée des éléments fournis par EHP	22
2.2.1 L'évaporateur	22
2.2.2 Le réservoir	24
2.3 Description détaillée des différents éléments dimensionnés et réalisés au la- boratoire	24
2.3.1 Système de chauffe	24
2.3.2 Le condenseur et les conduites	27
2.4 Instrumentation et contrôle	29
2.4.1 Thermocouples	29
2.4.2 Débitmètre	30
2.4.3 Capteurs de pression	30
2.4.4 Fluxmètre	32
2.4.5 Contrôle du réservoir	33
2.5 Procédure de remplissage	35
2.5.1 Vide et tenue au vide	35
2.5.2 Remplissage et dégazage du fluide	35
2.6 Procédure d'évaluation des pertes thermiques à l'évaporateur	36
2.7 Positionnement de l'étude	36
2.7.1 Présentation détaillée des études précédemment réalisées au PPRIME	36
2.7.2 Positionnement	40

3	Etude expérimentale	43
3.1	Première campagne de mesure - boucle dans sa configuration initiale : étude du comportement général	44
3.1.1	Evolution générale des températures	44
3.1.2	Caractéristiques générales de l'écoulement	49
3.1.3	Caractérisation du régime de condensation	56
3.1.4	Caractérisation du démarrage	56
3.1.5	Caractérisation des performances moyennes de la boucle en fonction de la puissance	60
3.2	Deuxième campagne de mesure - boucle dans sa configuration initiale : étude des transitoires	66
3.2.1	Comportement général	68
3.2.2	Dépendance à l'amplitude de l'échelon de puissance	68
3.2.3	Décrochage	82
3.3	Troisième campagne de mesure - boucle avec inclinaison	82
3.4	Conclusion	93
4	Modèle instationnaire de la CPLIP	97
4.1	Modèle	97
4.1.1	Réservoir	97
4.1.2	L'évaporateur	99
4.1.3	L'ensemble condenseur et lignes	100
4.2	Paramètres et conditions limites	101
4.2.1	Conductance à l'évaporateur	101
4.2.2	Coefficients d'échange et taux de vide moyen au condenseur	104
4.2.3	Conditions limites imposées	105
4.3	Confrontation avec les résultats expérimentaux	105
4.3.1	Résultats avec le jeu de paramètres issu de l'expérimentation	105
4.3.2	Etude de sensibilités aux paramètres	111
4.3.3	Recalage des paramètres du condenseur et de la perte charge dans la conduite liquide	114
4.4	Analyse des transitoires consécutifs à un échelon de puissance à l'évaporateur	125
4.4.1	Etude de l'influence de l'inertie du liquide sur le comportement de la boucle	125
4.4.2	Etude théorique des maxima de débit massique liquide	133
4.4.3	Sensibilité à la température de saturation dans le réservoir	134
4.5	Analyse du comportement oscillatoire du système	134
4.6	Conclusion	138
5	Simulations	143
5.1	Influence de la température de saturation dans le réservoir	143
5.2	Influence du coefficient d'échange global dans le condenseur	144
5.3	Influence de l'épaisseur des blocs de chauffe de l'évaporateur	147
5.4	Influence de la gravité	151
5.4.1	Influence de la position du condenseur par rapport à l'ensemble évaporateur/réservoir	151
5.4.2	Influence de l'inclinaison du condenseur et du réservoir	151
5.5	Réponse à un échelon de puissance de forte amplitude	158
5.6	Conclusion	158

Conclusion générale	165
A Propriétés thermophysiques des fluides	169
A.1 Données générales	169
A.2 Pression de saturation	169
A.3 Pente de la courbe de saturation	169
A.4 Chaleur latente de vaporisation	171
A.5 Masse volumique liquide	171
A.6 Masse volumique vapeur	172
A.7 Viscosité dynamique liquide	172
A.8 Viscosité dynamique vapeur	172
A.9 Tension superficielle	174
B Dimensionnement de la CPILP	177
B.1 Approche	177
B.2 Modèle	179
B.2.1 Condenseur	179
B.2.2 Conduites liquide et vapeur	180
B.3 Résultat des calculs	181
B.3.1 Résultats de l'étape 1	182
B.3.2 Validation de la méthode de calcul	185
B.4 Conclusion	185
C Analyse linéaire de stabilité (ALS)	189
C.1 Modèle physique	189
C.2 Solution au régime permanent	194
C.2.1 Résolution de l'équation en $L_{2\varphi,c}$	194
Références bibliographiques	197

Nomenclature

A	section	m^2
C_p	capacité calorifique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	diamètre	m
g	accélération de pesanteur	$m.s^{-2}$
G	conductance	$W.K^{-1}$
h	coefficient d'échange global	$W.m^{-2}.K^{-1}$
ΔH_{vap}	chaleur latente de vaporisation	$J.kg^{-1}$
H	hauteur	m
k	rigosité	m
K	coefficient de perte de charge	$Pa.W^{-1}$
K_{sat}	pente de la courbe de saturation	$Pa.K^{-1}$
L	longueur	m
\dot{m}	débit massique	$kg.s^{-1}$
p	pression	Pa
Pr	nombre de Prandtl	
\dot{Q}	flux thermique	W
r	rayon	m
Re	nombre de Reynolds	
S	surface	m^2
t	temps	s
T	température	K
\bar{T}	température moyenne	K
U	vitesse débitante	$m.s^{-1}$

Lettres grecques

α	taux de vide global dans la zone diphasique du condenseur	
Δ	différence	
ϵ	épaisseur	m
λ	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
Λ	coefficient de perte de charge	
μ	viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
Ω	volume	m^3
σ	tension superficielle	$N.m^{-1}$

Exposants

$*$	interface de vaporisation
res	réservoir
V	vaporisation

Indices

2φ	diphasique
amb	ambient
B	bloc de chauffe
$c, cond$	condenseur
can	cannelures
cap	capillaire
$diff$	diffusion
e	extérieur
eq	équivalent
ev	évaporateur
g	gravité
h	hydraulique
i	intérieur
inj	injectée
l	liquide
mch	mèche
p	paroi de l'évaporateur
res	réservoir
rad	radiateur
rp	régime permanent
sat	saturation
sec	secondaire
tc	tube condenseur
tr	tube raccord
v	vaporisation
vap	vapeur

Introduction

Les questions liées au réchauffement climatique alliées au contexte de diminution des réserves en énergie fossiles font que les industries du domaine des transports (automobile, train, avion) cherchent à utiliser toujours plus d'énergie électrique au détriment des énergies mécanique, hydraulique et pneumatique. En effet, en faisant appel à cette forme d'énergie, ils attendent des gains de poids et donc de consommation de carburant. Cependant, l'introduction des composants électriques au cœur des systèmes va de pair avec la nécessité d'évacuer toujours plus de chaleur dissipée lors de la transformation et la conversion de l'énergie électrique. L'intégration, à bord, des systèmes électriques se trouve ainsi conditionnée par la capacité à assurer la gestion thermique de ces équipements tant en termes de niveau de flux et de densités de flux qu'en termes de transport de chaleur jusqu'à des sources froides éloignées.

Développées par l'industrie spatiale, à partir des années 80, pour le contrôle thermique des satellites, les boucles diphasiques à pompage capillaire (de type LHP -Loop Heat Pipes- ou CPL -Capillary Pumped Loop-) apparaissent naturellement comme une voie intéressante de gestion des charges thermiques pour les applications du transport terrestre et aéronautique. Cette technologie permet en effet d'extraire sur des surfaces réduites, puis de transporter sur plusieurs mètres, des puissances calorifiques (allant de la dizaine du Watt à plus d'un kiloWatt) à partir d'un évaporateur recueillant la chaleur au niveau du système dissipatif et d'un condenseur connecté à la source froide. Ces deux sous-systèmes peuvent être reliés par des conduites flexibles ce qui permet des facilités d'intégration. D'autre part, du fait de leur capacité à transférer sans consommation d'énergie mécanique (on dit que le système est passif), les boucles et les systèmes diphasiques (caloducs, etc) en général sont des systèmes fiables et robustes.

Partenaires du projet financeur de la thèse (*OPTIMAL*¹), Liebherr-Aerospace cherche à évaluer si les boucles diphasiques à pompage capillaire sont une option envisageable pour la gestion thermique des turbo-machines qu'ils projettent d'utiliser sur les systèmes de « conditionnement d'air » de l'avion qui englobe les fonctions de pressurisation de l'avion et de maintien de température à des niveaux confortables pour l'équipage et les passagers. Si le cahier des charges en termes de densité de flux ne semble pas problématique dans ce cas précis (20 W/cm^2), une boucle diphasique connaîtra dans le contexte de l'aéronautique, un nouvel ensemble de contraintes spécifiques qui sont autant de challenges pour cette technologie de type fluide :

- densité de flux importantes (pouvant atteindre 100 W/cm^2) ;
- transitoires de flux de forte amplitude ;
- contraintes d'intégration sévères (espace confiné, environnement proche moteur) ;

1. Optimisation du refroidissement d'un stator de turbomachine motorisée

- variations importantes de l'orientation du dispositif dans le champ gravitaire ;
- phases d'accélération variables en amplitude et en direction ;
- vibrations.

L'étude envisagée dans le cadre de ce travail doctoral propose de caractériser le comportement d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire en vue d'une potentielle utilisation dans un contexte aéronautique. Le prototype choisi (appelée CPLIP²) a été précédemment développé par Euro Heat Pipe pour le refroidissement d'interrupteur de puissance sur la chaîne de traction d'un train. Il présente un potentiel très intéressant pour le refroidissement de l'électronique de puissance ce qui le place dans une dynamique forte de développement. D'autre part, il offre la possibilité extrêmement précieuse d'utiliser des fluides frigorigènes moins dangereux que l'ammoniac et dont l'utilisation semble a priori exclue par les avionneurs. Il s'agira d'une part, de concevoir une boucle et de tester son comportement en laboratoire, notamment lors des phases d'amorçage et au cours de régimes transitoires consécutifs à des échelons de puissances puis de regarder les évolutions de performances en fonction de son orientation dans le champ de pesanteur pour tenter de prendre en compte le contexte d'utilisation en vol dans un avion.

La structure du manuscrit suivra le déroulement suivant :

- Dans le premier chapitre, une étude bibliographique a été menée pour identifier, en premier lieu, quelles sont aujourd'hui, les tendances de développement des dispositifs de boucles à pompage capillaire et notamment celles qui concernent un développement spécifique pour les applications embarquées dans les transports terrestres. On cherchera ensuite, à déterminer les études scientifiques en lien avec ce développement en soulignant les questions abordées et les approches associées ce qui nous amènera à faire une synthèse des questions scientifiques ouvertes sur le sujet.
- Le chapitre 2 rassemblera les éléments de présentation du dispositif de boucle étudiée intégrant la configuration géométrique, les spécificités du dispositif développé au laboratoire et une synthèse des études déjà réalisées sur ce même système.
- Le chapitre 3 concerne l'étude expérimentale menée dans ce travail. L'ensemble des résultats expérimentaux y seront exposés et commentés.
- Le travail théorique de modélisation de la dynamique de la boucle considérée est décrit dans le chapitre 4.
Suite à la confrontation des résultats du modèle aux données obtenues dans la partie précédente, une première partie d'analyse restant volontairement proche des trajectoires expérimentales sera présentée en fin de chapitre.
- Finalement, le chapitre 5 est constitué d'un travail d'exploitation du modèle à partir de simulations où l'accent sera mis sur une analyse des effets de pesanteur à travers une étude liée à une re-configuration spatiale des éléments de la boucle ainsi qu'à travers l'effet de l'inclinaison de la boucle par rapport à l'horizontale dans une gamme d'angles proche de celle que peut connaître un avion au cours d'un vol standard.

2. Capillary Pumped Loop for Integrated Power

Chapitre 1

Boucles diphasiques à pompage capillaire dans le contexte de l'aéronautique

L'objet de cette étude bibliographique est d'identifier, en premier lieu, quelles sont aujourd'hui, les tendances de développement des dispositifs de boucles à pompage capillaire et notamment celles qui concernent un développement spécifique pour les applications embarquées. On cherchera ensuite, à déterminer dans la littérature spécialisée accessible, les études scientifiques en lien avec ce développement en soulignant les questions abordées et les approches associées ce qui nous amènera à faire une synthèse des questions scientifiques ouvertes sur le sujet.

On notera que cette recherche bibliographique s'est appuyée sur les références disponibles sur la base *ISI web of science* ainsi qu'un parcours du web incluant notamment les sites des fabricants et autres centres de caractérisation des boucles diphasiques à pompage capillaire.

1.1 Boucles diphasiques à pompage capillaire : tendances de développement

Un examen large de la littérature montre un niveau de maturité très récent (dans l'industrie spatiale), des boucles dans la gamme des flux de chaleur moyens ($< 1,5\text{kW}$) et des densités de flux inférieures à la quinzaine de W.cm^{-2} . Il existe désormais deux tendances marquées de développement de boucles diphasiques à pompage capillaire :

- boucles miniaturisées adaptées au refroidissement de zones plus confinées ou plus petites dissipant d'une dizaine à une centaine de Watt à évacuer vers des sources froides situées à quelques dizaines de centimètres ; on parle de mini-boucles.
- boucles de grandes capacités d'extraction (5 kW à 6 kW) supportant des densités de flux de plusieurs dizaines de W.cm^{-2} ;

Le tableau 1.1 donne une image des types de boucles développées actuellement sur le marché.

Le besoin de miniaturisation des boucles est corrélé à l'augmentation à la fois des puissances gérées et du niveau d'intégration de l'électronique de puissance qui poussent dans leurs limites les caloducs envisagés jusqu'alors dans ce domaine de contraintes géométriques et thermiques. Le domaine d'application visé est celui du spatial ainsi que celui de l'aé-

ronautique (tableau 1.1). Dans ce domaine, on notera le programme européen COSEE¹. Ceci a abouti très récemment à la construction par ATHERM de plusieurs prototypes de boucle. Le CETHIL de Lyon participent à la phase de caractérisation et d'analyse des performances. Cependant, durant la dernière décennie, la plupart des développements dans cette gamme sont le fait des américains avec Thermacore et ACT en vue d'applications aéronautiques et pour des véhicules terrestres militaires comme, par exemple, le refroidissement du package électronique de petits actionneurs d'ailerons, ou le refroidissement du système de ciblage de l'avion de chasse F-16 (version 2000).

Nous avons identifié d'autres équipes contribuant à la croissance de développement des boucles diphasiques à pompage capillaire. Plusieurs laboratoires chinois [BLWF09, YCC09a, BLZW09, XCC⁺09, HHL09, GLLY09, LHLC09, LL09, WLTN09, LLYG09, LLY08, YCC09b] et coréen [BJ09, JYL08] ont menés ces dernières années beaucoup d'études sur la modélisation et le design des boucles miniatures afin d'améliorer leurs performances. Cependant, il est impossible de savoir si ces prototypes sont actuellement en fonction dans les applications.

La deuxième tendance (boucles de grandes capacités) par contre est clairement pilotée par des besoins en contrôle thermique de système électriques/électroniques embarqués. On notera que la version CPLIP d'EHP²-Astrium a été initialement développée en collaboration avec Alstom pour la gestion thermique du module de commande présent sur la chaîne de traction d'une locomotive. La plupart des travaux de caractérisation de cette boucle ont été réalisés au PPRIME de Poitiers [D.L08]. Les performances en puissances sont supérieures à 6 kW avec des densités de flux de l'ordre de 45 W/cm². On retrouve à peu près les mêmes niveaux de puissance pour le prototype de boucle haute température développé par ACT [AJK06] et destiné à la gestion thermique d'actionneurs ou du système anti-givrage d'un avion militaire.

Fabricant	Versions	Flux (W)	densité de flux max (W/cm ²)	Longueur (m)	Domaine Application
EHP & EADS astrium	mini-LHP ①	10 - 200	15	< 1	spatial / aéronautique
	LHP ² ②	15 - 1500	15	1 - 5	spatial
	CPLIP ③	100 - 6000	45	1- 5	ferroviare
Swales Aerospace & ATK [DBM]	mini-LHP ④	10 - 200	15	< 1	spatial
	LHP ⑤	15 - 1500	15	1 < L < 5	spatial
Thermacore [GJB96]	mini-LHPCP ⑥	25 - 200	< 15	3	aéronautique
	LHPCP ⑦	875	15	3	aéronautique
ACT [AJK06]	⑧	0 - 200	15	3	aéronautique
	⑨	50 - 5000	30	3	aéronautique

Tableau 1.1 – Les différents modèles de boucles diphasiques

Le tableau 1.2 présente un aperçu des fluides caloporteurs utilisés. Là aussi, on remarquera que ce sont les applications aéronautique et terrestre qui amènent les fabricants de boucles vers l'utilisation d'autres fluides que l'ammoniac toujours incontournable dans les applications spatiales.

1. partenaires : CETHIL de Lyon, Thales Avionics et EHP-Astrium autour du développement d'une LHP destinée au refroidissement de l'électronique insérée dans les sièges des passagers

2. Euro Heat Pipe

Modèle	Fluide	Forme Évaporateur	mèche poreux
LHP ² ②	ammoniac		nickel (pores : $<10 \mu m$)
CPLIP ③	méthanol	plate	nickel (pores : $6,8 \mu m$)
LHPCP ⑥	ammoniac	plate	polymère (pores : $5 \mu m$)
⑨	eau	cylindrique	titanium (pores : $9,1 \mu m$)

Tableau 1.2 – Les principaux fluides caloporteurs utilisés dans les boucles diphasiques

1.2 Identification des types d'études scientifiques réalisées dans un contexte aéronautique

Nous allons exposer dans cette partie les différentes études réalisées en environnement terrestre qui mettent en évidence les phénomènes physiques qui peuvent influencer le fonctionnement d'une boucle diphasique de manière importante : influence de la gravité, influence d'une force d'accélération et influence des vibrations. Signalons que la majeure partie des études concernant ces questions a été réalisée en collaborations avec le Wright LAB (air force reseach laboratory, Ohio, USA) ou la NASA goddard space flight center (Maryland, USA).

1.2.1 Influence de la gravité

Pour mettre en évidence l'effet d'un champ de gravité sur leurs prototypes de boucles, le test classique consiste à monter la boucle sur une table pivotante puis l'orienter suivant différentes positions statiques. Thermacore et Wright lab [GJB96] par exemple ont soumis une LHP à trois configurations : horizontale, verticale en positionnant l'évaporateur au dessus du condenseur (EVC, contre la gravité) et verticale en positionnant le condenseur en dessous de l'évaporateur (CVE, suivant la gravité). Le test est réalisé sur une LHP³ avec une charge thermique maximale de $220 W$ sur une longueur de transport de $2,8 m$. Pour évaluer les écarts de performances entre les trois positionnements, nous avons calculé la conductance globale de la boucle ($G_{tot} = \frac{\dot{Q}}{T_{ev}-T_{sf}}$) entre la température de la paroi de l'évaporateur (T_{ev}) et la température de la source froide (T_{sf}).

La figure 1.1 rassemble les résultats obtenus. Nous constatons sur cette figure que pour l'orientation verticale en positionnant le condenseur en dessous de l'évaporateur (CVE), la LHP fonctionne en mode conductance quasi-fixe. D'autre part, cette conductance est nettement supérieure à celle des deux autres configurations. Cela est dû effectivement à la gravité qui favorise le retour du liquide dans l'évaporateur et l'écoulement de la vapeur vers le condenseur (mode thermosiphon). Sinon dans toutes les autres orientations, l'influence est beaucoup plus marquée dans le mode conductance variable ($\text{flux} < 75 W$) avec une variation de G_{tot} d'un ordre 4 à 5. La gravité joue sur la position du front de condensation, elle modifie par là même la température d'entrée de l'évaporateur. Dans une LHP, ceci affecte directement la température de fonctionnement de la boucle.

On retrouve ces tendances sur la figure 1.2 pour différentes versions de boucles de type LHP (figure 1.3), qui ont également été testés par Thermacore et Dynatherm Corp [Phi98] de manière identique que précédemment.

3. LHPCP ⑥

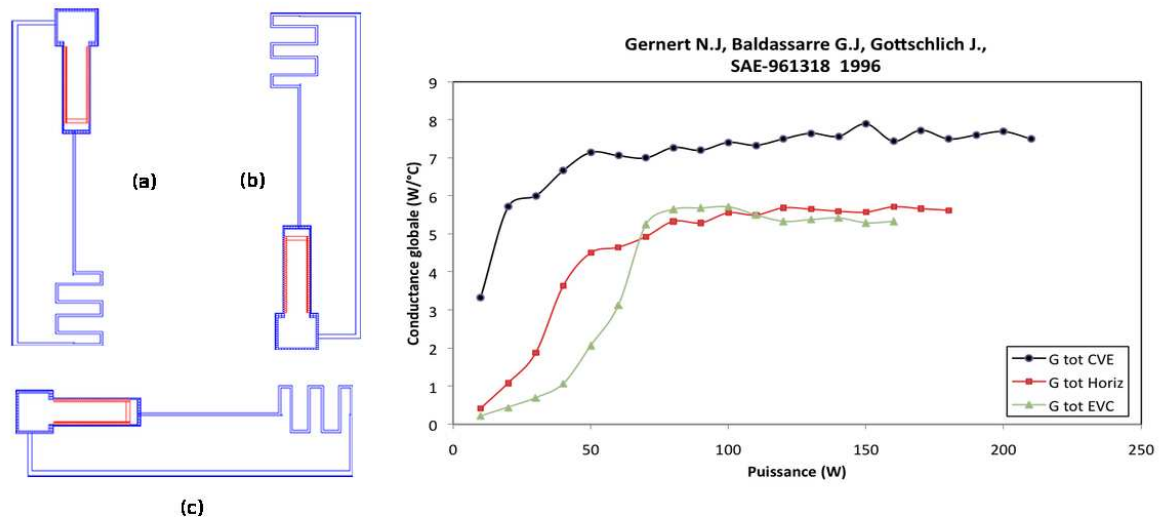


Figure 1.1 – Comparaison des performances d’une LHPCP soumis au test d’orientation : EVC(a), CVE(a), Horiz(c)

Il est à noter que plusieurs types de tests ont été menés par l’industrie spatiale notamment la NASA [KJK99] pour l’étude d’influence d’une force de gravité afin de comparer les performances d’une LHP en environnements terrestre et spatial.

1.2.2 Influence de l’accélération

Pour appréhender l’effet d’une d’accélération sur les performances d’une LHP⁴, Ku et al [KLO00], ont positionné une LHP sur un banc tournant et l’ont soumis à des forces d’accélération variables. Plusieurs types de forces d’accélération ont été appliquées : une rotation continue suivant un axe vertical avec des vitesses différentes et une rotation périodique suivant un axe vertical avec des vitesses et des fréquences différentes. Leur étude expérimentale se divise en deux parties :

- l’influence d’une accélération dans la phase du démarrage ;
- l’influence d’une accélération dans la température de fonctionnement.

Influence d’une accélération dans la phase du démarrage

Dans cette phase de démarrage, leurs résultats du test ont montré que la surchauffe de la paroi au début de l’ébullition nucléée était aléatoire et comprise entre $0,3^{\circ}\text{C}$ et $2,2^{\circ}\text{C}$ dans tous les tests. La surchauffe semblait indépendante de la charge thermique et/ou de l’accélération. D’autre part, l’« overshoot » de température semble être plus dépendante de la charge thermique que de l’accélération. Ils ont montré aussi que pour un flux de chaleur de 50 W voir plus, il n’y avait pratiquement pas d’« overshoot » de température et pour un flux de chaleur de 5 W (très bas flux), ils observaient un « overshoot » de température de quelques degrés. Par contre pour un flux de chaleur de 25 W , l’« overshoot » était compris entre 0°C et 45°C . Sinon le démarrage se fait avec réussite.

4. Mini-LHP ④ : flux max : 200 W , longueur de transport : $1,5\text{ m}$, évaporateur : + enveloppe (aluminium diamètres ($10/13\text{ mm}$), longueur ($1,2\text{ m}$))+ mèche primaire (nickel diamètres ($4/10\text{ mm}$), taille de pore ($< 1,2\text{ }\mu\text{m}$), longueur ($1,2\text{ m}$)), fluide : ammoniac

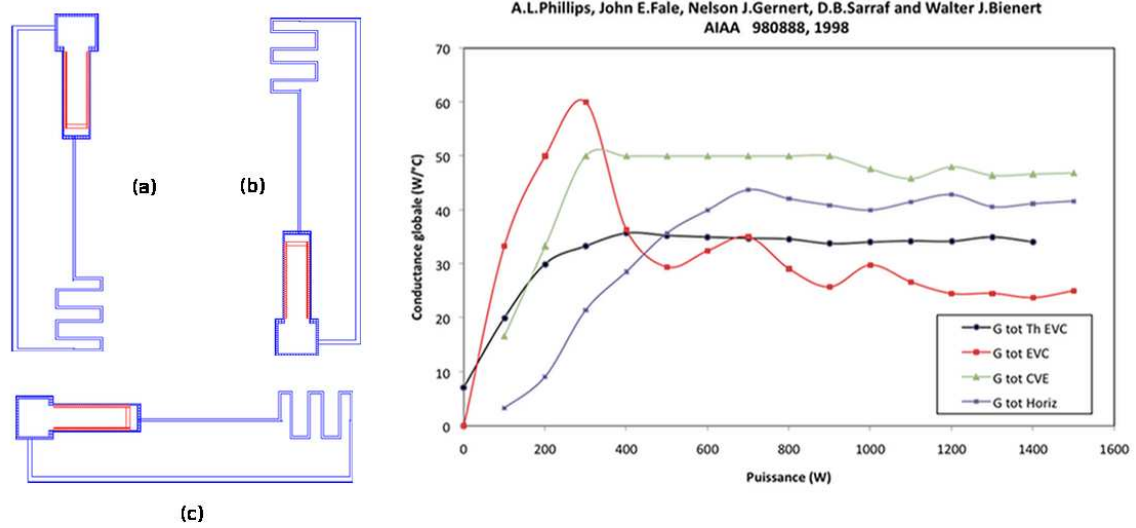


Figure 1.2 – Comparaison des performances d'une LHP soumis au test d'orientation : EVC(a), CVE(b), Horiz(c)

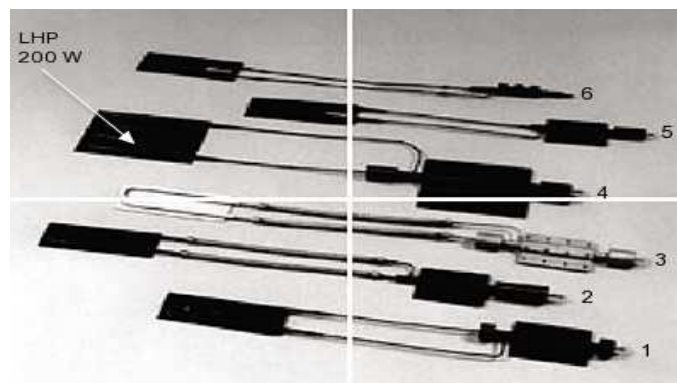


Figure 1.3 – LHP avioniques

Influence d'une accélération sur la température de fonctionnement

Lors de ce test, leurs résultats ont montré que tout changement de la force d'accélération, modifiait systématiquement la distribution des phases dans l'évaporateur, condenseur et la chambre de compensation ce qui se répercutait d'ailleurs dans la température de fonctionnement. Cela dit, pour un temps suffisamment long, une accélération constante peut aboutir à une augmentation ou une diminution de la température de fonctionnement, tandis qu'une rotation périodique laissera la température de fonctionnement quasi-stable. En outre, une accélération peut entraîner un phénomène d'hystérésis en température et/ou une oscillation de température. Sinon la LHP continue de fonctionner sans problèmes.

L'équipe du Air Force Research lab [AJK06] a récemment mis en place d'autres moyens et dispositifs pour caractériser l'influence d'une accélération. Leur test consiste à placer la LHP⁵ sur une table centrifugeuse (figure 1.4), laquelle est capable d'une accélération radiale maximale de $12g$.

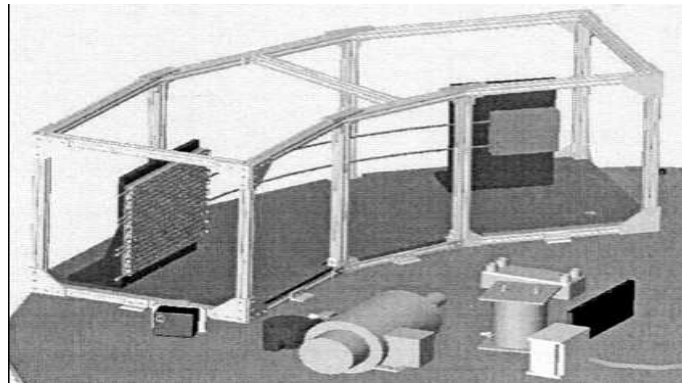


Figure 1.4 – table centrifugeuse

Les résultats de ce test ont permis de développer un modèle mathématique de l'aérodynamique d'une plaque plane soumise à l'écoulement subsonique et supersonique. Ils ont montré que pour des nombres de Mach très grands, la charge thermique était effectivement absorbée par l'évaporateur. Les résultats de cette analyse ont permis de déterminer les conditions de fonctionnement du condenseur de la CTPL.

1.2.3 Influence des vibrations

Pour étudier l'effet d'une vibration sur une boucle, La LHP # 1 (figure 1.3) a été choisie pour le test de vibration. Ce test réalisé par Thermacore et Dynatherm Corp [Phi98] se base sur une étude de résonance de 5 à 2000 Hz avec une double amplitude (DA) de $0,024 po$ ou $\pm 2g$ pendant 90 minutes avec un signal de vibration sinusoïdal de $2g$. Ensuite la LHP est soumise à un signal de vibration aléatoire de période 34 g tout en maintenant la boucle à sa puissance nominale. Cette étude de résonance était menée avec deux accéléromètres montés dans la LHP (l'un est monté sur la chambre de compensation et l'autre soit sur le condenseur ou la conduite liquide).

5. CTPL © :

flux max : 5000 W , longueur de transport : 2,5 m , évaporateur :+ enveloppe (titanium diamètre (25 mm), longueur (0,25 m) + mèche primaire : (titanium diamètres (7/22 mm), taille de pore ($< 9,1 \mu m$), longueur (0,2 m)), fluide : eau

Procédure du test de vibration

Le cycle sinusoïdal est programmé comme suit :

$5\text{ Hz} \rightarrow 9\text{ Hz}$ avec $0,15\text{ po DA}$

$9,1\text{ Hz} \rightarrow 30\text{ Hz}$ avec $0,03\text{ po DA}$

$30\text{ Hz} \rightarrow 50\text{ Hz}$ avec $0,012\text{ po DA}$

Le cycle aléatoire est programmé comme suit :

$50\text{ Hz} \rightarrow 63\text{ Hz}$ avec $0,04\text{ g}^2/\text{Hz}$

$300\text{ Hz} \rightarrow 1000\text{ Hz}$ avec $0,9\text{ g}^2/\text{Hz}$

$200\text{ Hz} \rightarrow -6\text{ dB/octave}$

Cette procédure a été utilisée pour différents axes d'orientation.

les résultats de ce test de vibration ont montré qu'il était impossible de distinguer les performances de la LHP avant, pendant et après une quelconque vibration. Donc, nous pouvons conclure de cette étude que les boucles de type LHP sont peu sensibles aux vibrations.

Xudong Tang et *al* [TCP08] pour ACT, ont aussi mené une étude sur une mini-boucle (CTPL) destinée à une application dans l'automobile. Cette étude a pour but d'acquérir des connaissances fondamentales sur les caractéristiques générales d'une CTPL. Les effets liés aux variations de charge thermique appliquée et de sa capacité à maintenir un fonctionnement stable dans les conditions de choc ont été étudiés ici. L'étude a montré également que les conditions de chocs/vibrations ne perturbent pas le fonctionnement de la CTPL.

1.3 Identification des problématiques scientifiques

En faisant ce parcours approfondi de la bibliographie, nous nous sommes aperçus que peu d'études ont été réalisées sur les boucles diphasiques à pompage capillaire dans le domaine d'application terrestre. La plupart des études menées se basent sur de l'expérimentation alors qu'il s'avère indispensable de développer des modèles à l'échelle des systèmes reproduisant les comportements observés lors des tests expérimentaux.

Les premières études ont montré que le niveau de performance des boucles développées restent satisfaisant suivant l'orientation dans le champ, des phases d'accélération et de chocs sévères pour que cette technologie ne soit pas disqualifiée pour une utilisation à des fins de gestion thermique de systèmes embarqués dans des avions ou véhicules terrestres militaires. Cependant, ces études ont aussi et surtout clairement montré qu'il existe une forte sensibilité des performances en termes de démarrage ou de régime stabilisé notamment à l'accélération mais aussi, dans des effets moindres, à la position de la boucle dans le champ de pesanteur. Or ces deux sollicitations ont pour effet de fortement redistribuer le fluide au sein de la boucle et il est connu que dans les boucles de type LHP, la répartition des phases (liquide sous-refroidi, fluide saturant) notamment au niveau de l'évaporateur a un impact direct sur la distribution des lignes de flux dans l'ensemble de cet évaporateur. Mais, on peut aussi se poser la question de l'influence de l'orientation ou d'une accélération sur les régimes de condensation ainsi qu'à plus petites échelles sur

la réponse dynamique des ménisques assurant le pompage capillaire moteur du système. Ainsi au vu des ces premiers tests, il semble nécessaire pour étudier l'influence de phases d'accélération et de la gravité sur le comportement des boucles de savoir discuter de :

- la répartition des phases au sein de la boucle par des moyens de visualisation directe ou des modèles théoriques (condenseur, évaporateur et réservoir)
- de l'influence de celle-ci sur les transferts de masse et de chaleur au sein de l'évaporateur à travers le développement de modèle de flux parasite en fonction de la répartition des phases ;
- l'influence de la gravité et de phase d'accélération sur les régimes d'écoulement et de transfert en condensation convective ;
- de la structuration du front de vaporisation assurant le pompage capillaire lors de phases d'accélération sévères ;
- ensuite de la dynamique lors des phases d'accélération.

1.4 Cadre de la thèse

Le projet *OPTIMAL*⁶ est destiné à concevoir un prototype expérimental permettant de répondre au besoin d'intégration des boucles diphasiques à pompage capillaire en environnement avionique. Ce travail de thèse, mené en collaboration avec LIEBHERR Aerospace s'inscrit dans ce cadre.

Pour l'application terrestre qui concerne le partenaire du projet LIEBHERR à savoir le refroidissement d'un stator qui est de forme géométrique cylindrique avec des niveaux de flux d'environ 1500 W et des densités de flux de 25 W/cm^2 , il n'existe aucune boucle aujourd'hui en parfaite adéquation avec l'application. Il serait idéalement nécessaire de développer, avec un fabricant, notamment un évaporateur dédié ce qui n'est financièrement pas envisageable dans le cadre de ce projet. Néanmoins, le modèle CPLIP apparaît comme la seule boucle sur le marché la plus adaptée et accessible pour l'application tout en répondant aux exigences (en terme de charge thermique) du cahier des charges. D'autre part, il présente un potentiel très intéressant pour le refroidissement de l'électronique de puissance ce qui le place dans une dynamique forte de développement. Enfin, il offre la possibilité extrêmement précieuse d'utiliser des fluides frigorigènes moins dangereux que l'ammoniac.

Dans le cadre du projet OPTIMAL nous amènerons des éléments de réponse principalement sur la répartition des phases au sein de la boucle par des moyens de visualisation directe ou des modèles théoriques et l'influence de la gravité et de phase d'accélération sur les régimes d'écoulement et de transfert en condensation convective. L'approche expérimentale cherchera à quantifier le lien entre répartition des phases et orientation tandis que le développement d'un modèle théorique capable de tenir compte des effets d'accélération sera envisagé.

6. Optimisation du refroidissement d'un stator de turbomachine motorisée

Chapitre 2

Présentation de la CPLIP

La CPLIP (Capillary Pumped Loop for Integrated Power) a été développée, à partir des années deux mille, par la société belge EHP¹, pour faire face à l'augmentation toujours croissante des puissances à évacuer dans les systèmes électriques et électroniques embarqués dans le domaine des transports terrestres (ferroviaire, automobile et aéronautique). C'est dans ce contexte que les activités de l'Institut P' de l'ENSMA ont débuté en 2006, en collaboration avec le constructeur ferroviaire ALSTOM Transport dans le cadre du projet *refroidissement statique* [D.L08] d'une part et d'autre part avec le constructeur automobile PSA Peugeot Citroën dans le cadre du projet européen *HICEPS*² [Lac10]. Une meilleure compréhension du fonctionnement des boucles diphasiques à pompage capillaire ainsi que leur optimisation en environnement terrestre nécessitent d'adopter une démarche expérimentale permettant de mettre en évidence les phénomènes physiques. Dans cette optique, un dispositif expérimental CPLIP a été assemblé et instrumenté (sondes intrusives, moyens de visualisation,...) au laboratoire de façon à pouvoir tester son comportement et évaluer ses performances lors des fortes variations de la charge thermique et de l'orientation du dispositif dans le champ gravitaire.

Le chapitre 2 rassemblera les éléments de présentation du dispositif de boucle étudiée intégrant la configuration géométrique, les spécificités du dispositif développé au laboratoire et une synthèse des études déjà réalisées sur ce même système.

2.1 Description générale

La figure 2.1 présente une vue d'ensemble conceptuelle de la boucle CPLIP avec la localisation de chaque composant. La boucle thermocapillaire CPLIP se présente comme une CPL classique où l'on distingue les trois éléments principaux que sont le réservoir, l'évaporateur et le condenseur. La particularité de la boucle CPLIP réside :

- dans le positionnement relatif du réservoir au-dessus de l'évaporateur favorisant l'écoulement du liquide vers l'évaporateur ;
- dans le design de l'évaporateur : ce dernier, conçu initialement pour assurer la régulation thermique de certains composants d'électronique de puissance utilisés dans les chaînes de motorisation électrique ferroviaire, avec sa géométrie plane permet un

1. Euro Heat Pipe

2. Highly Integrated Combustion Electric Propulsion System

empilement aisé des composants électroniques ;

- le condenseur se trouve en position dite « défavorable », une vingtaine de centimètres en dessous de l'évaporateur. En effet, outre les pertes de charge dynamiques, la capillarité doit donc vaincre la différence de pression gravitaire ainsi créée entre le condenseur et l'évaporateur.

La figure 2.2 présente une vue d'ensemble du dispositif expérimental CPLIP dans son banc d'accueil.

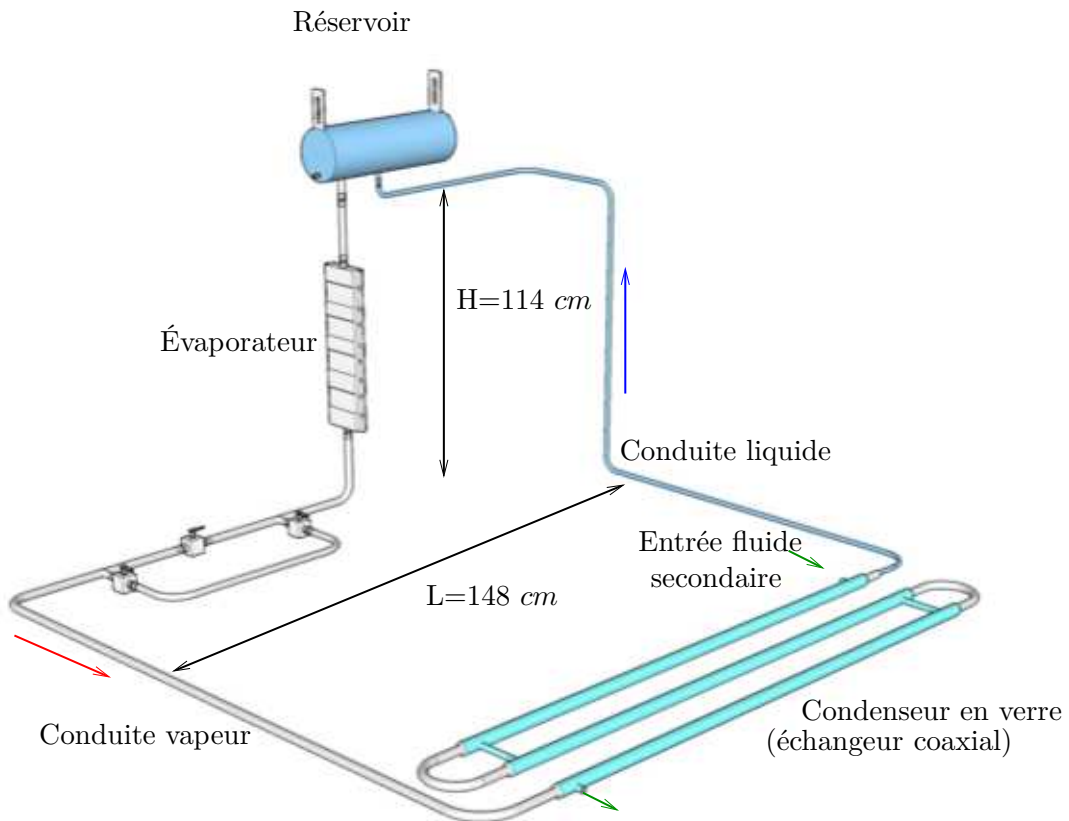


Figure 2.1 – Vue conceptuelle de la boucle CPLIP (dans sa configuration d'étude)

Le tableau 2.1 présente un récapitulatif des différentes dimensions et caractéristiques de chaque composant de la CPLIP.

2.2 Description détaillée des éléments fournis par EHP

2.2.1 L'évaporateur

C'est l'élément moteur du dispositif. il est constitué de deux faces actives comportant chacune quatre zones de chauffe. La mèche de l'évaporateur est un bloc parallélépipédique en nickel fritté. Le réseau de distribution du liquide dans la mèche se fait via trois canaux "liquide" de diamètre hydraulique 12 mm et 295 mm de long, et positionnés les uns par rapport aux autres selon la figure 2.3 (coupe C-C). Les entrées de ces trois canaux sont

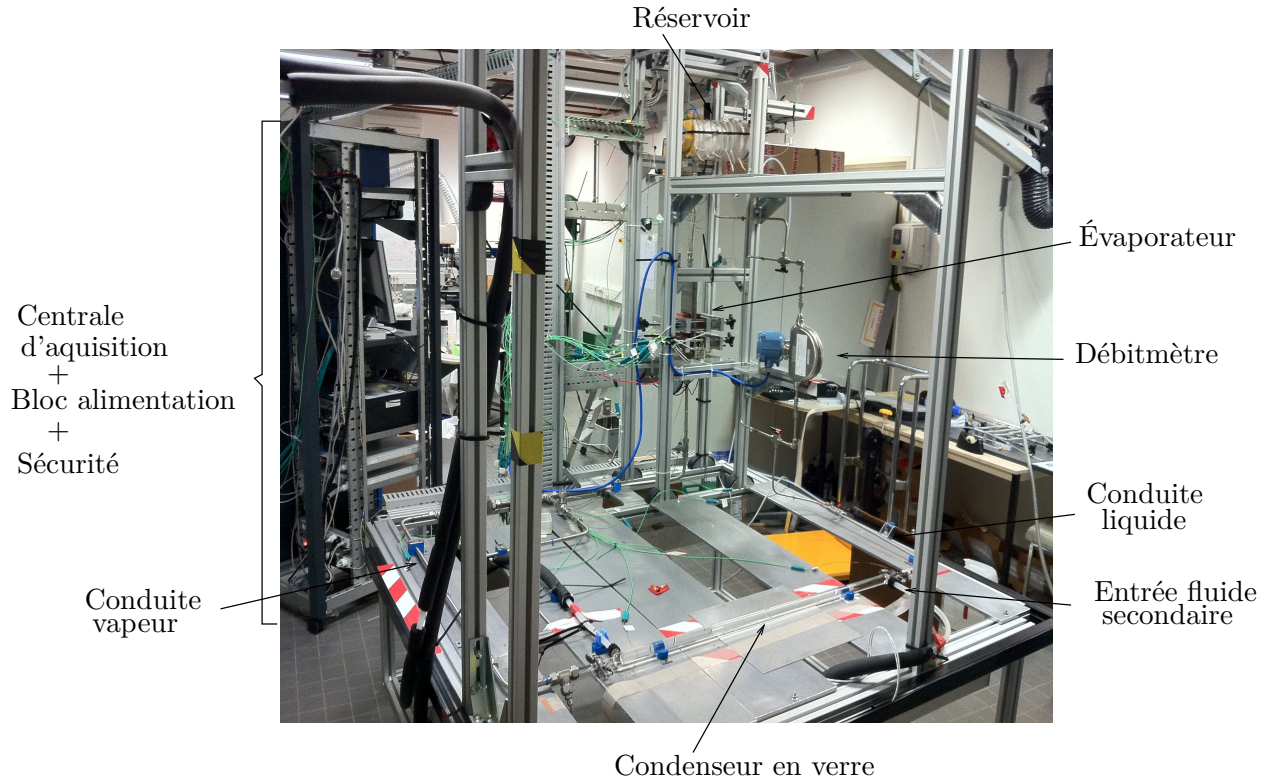


Figure 2.2 – Vue d'ensemble du banc expérimental CPLIP

Composants	Caractéristiques	Type de dimension	Dimensions
Réservoir	cylindrique acier	diamètre (<i>mm</i>) longueur (<i>mm</i>) volume (<i>cm</i> ³)	99,6 - 101,6 308 2244,45
Évaporateur	plan acier mèche poreuse (Nickel) rainures collectrices collecteurs	encombrement (<i>mm</i> ³) épaisseur (<i>mm</i>) volume (<i>mm</i> ³) pores (μm) - porosité (%) perméabilité (<i>m</i> ²) forme trapézoïdale (<i>mm</i>) pas (<i>mm</i>) volume (<i>mm</i> ³)	320×81×20 1 283×68×16 6,8 - 73 6,53.10 ⁻¹³ 0,6 - 0,6 - 1,2 1,8 77×16×9
Condenseur	coaxial verre	longueur (<i>m</i>) diamètres primaires (<i>mm</i>) diamètres secondaires (<i>mm</i>)	3,63 12 - 14 23 -26
Conduite vapeur	acier	longueur (<i>m</i>) diamètres (<i>mm</i>)	4,84 12 - 14
Conduite liquide	acier	longueur (<i>m</i>) diamètres (<i>mm</i>)	3,22 6 - 8

Tableau 2.1 – Dimensions et caractéristiques des divers composants de CPLIP

reliés via un canal perpendiculaire de diamètre hydraulique 12 mm (figure 2.3, coupe B-B). La partie terminale des canaux "liquide" est obturée. Le réseau collecteur de vapeur est constitué de 132 rainures usinées sur les deux surfaces du bloc poreux perpendiculairement à la plus grande longueur de l'évaporateur (figure 2.3, coupe A-A). Les rainures de forme trapézoïdale débouchent de part et d'autre du bloc poreux dans des canaux collecteurs latéraux de diamètre hydraulique d'environ 8 mm qui vont acheminer la vapeur surchauffée jusqu'en sortie d'évaporateur.

2.2.2 Le réservoir

Le réservoir est constitué tel que la circulation du liquide entre le condenseur et l'évaporateur est confinée dans sa partie inférieure par un plaque de séparation (figure 2.4, coupe A-A). L'accès à la partie supérieure qui contient le fluide sous forme diphasique (stratifié par la gravité) et qui joue le rôle de vase d'expansion se fait en aval de la sortie vers l'évaporateur. Il donne sur un ensemble de plaques perforées (dispositif de stratification). Une cartouche chauffante est placée à la base de l'ensemble. Elle est reliée à un thermocouple placé au sommet de la paroi extérieure du réservoir via un contrôle PID (figure 2.5, coupe A-A). Ce design est guidé par des questions de contrôle de la température de saturation du fluide dans la partie haute du réservoir dans les phases transitoires : il limite un mélange trop direct avec le liquide sous-refroidi injecté dans le réservoir lors des transitoires consécutifs au démarrage ("cold shock") et aux sauts de puissance croissants imposés à l'évaporateur.

2.3 Description détaillée des différents éléments dimensionnés et réalisés au laboratoire

2.3.1 Système de chauffe

Pour le cadre de l'application terrestre qui nous concerne à savoir le refroidissement d'un stator de turbomachine motorisée, deux contraintes s'imposent : le choix d'une géométrie d'évaporateur cylindrique et les niveaux de flux d'environ 1500 W avec des densités de flux de 25 W/cm^2 . Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent, il n'existe aucun modèle de boucle aujourd'hui en parfaite adéquation avec notre application en terme de géométrie, le modèle CPLIP répond néanmoins aux exigences (en terme de charge thermique) du cahier de charge. Il est à noter que le modèle de l'évaporateur de la CPLIP, initialement développé pour le refroidissement de l'électronique de puissance, est composé de huit zones de chauffe. Donc la puissance appliquée à l'évaporateur est répartie de manière non homogène sur les deux faces de l'évaporateur. Afin d'optimiser la dissipation de la puissance sur l'ensemble de l'évaporateur, le dispositif d'application de la puissance est composé :

- d'un système de ressort permettant d'exercer une pression de serrage (3 bars) afin d'assurer un bon contact thermique avec les blocs de chauffe en contact avec la paroi de l'évaporateur ;
- d'un matériau d'interface thermique permettant d'atteindre une densité de flux de 25 W/cm^2 en paroi d'évaporateur ;
- d'un système de guidage assurant une très bonne planéité et un excellent parallélisme de l'outillage de chauffe afin de ne pas provoquer une déformation plastique de la paroi en nickel de 1 mm d'épaisseur au niveau de la zone de concentration des contraintes lors des serrages ou des desserrages de l'outillage de chauffe.

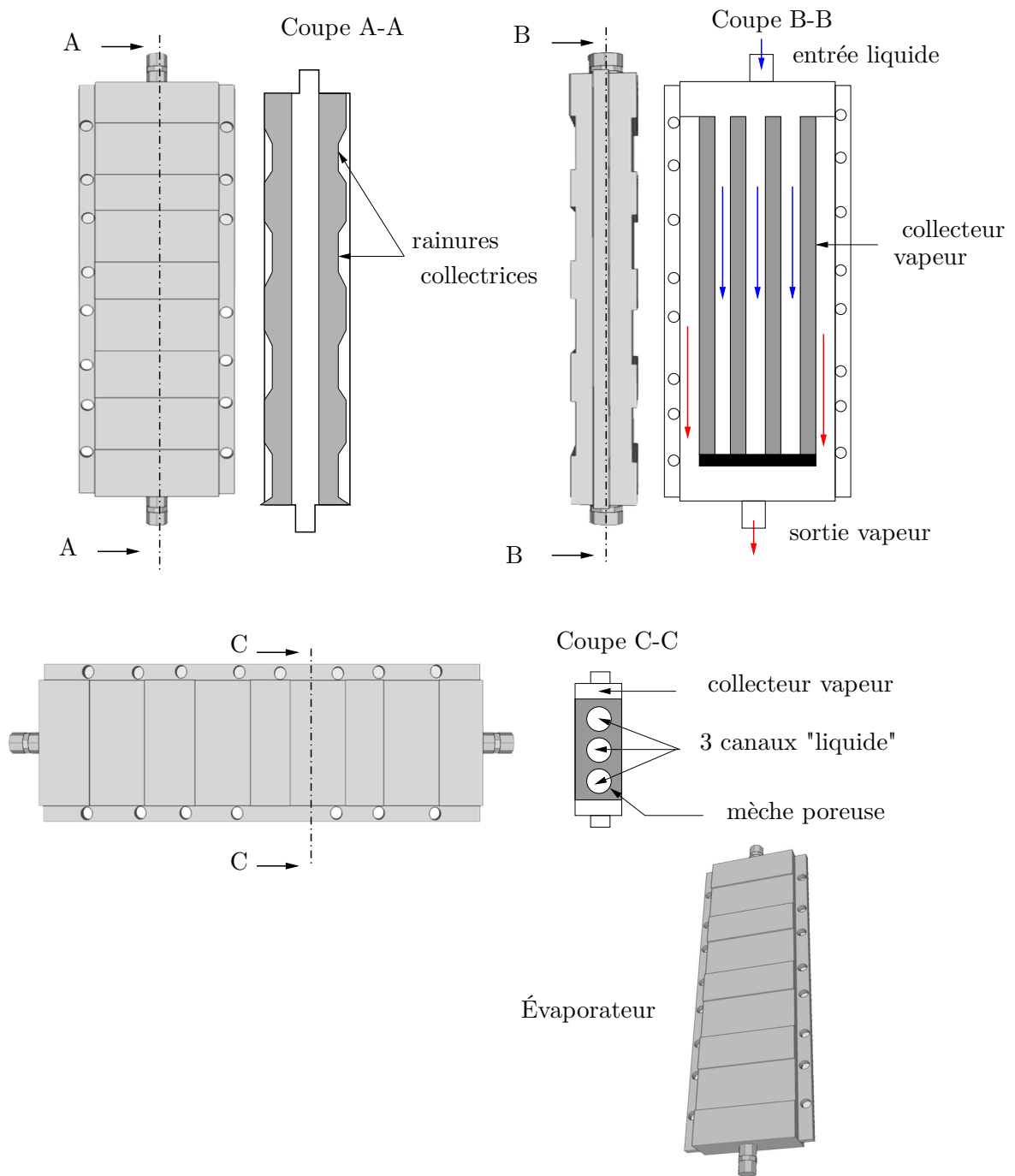


Figure 2.3 – Vue en coupe de l'évaporateur

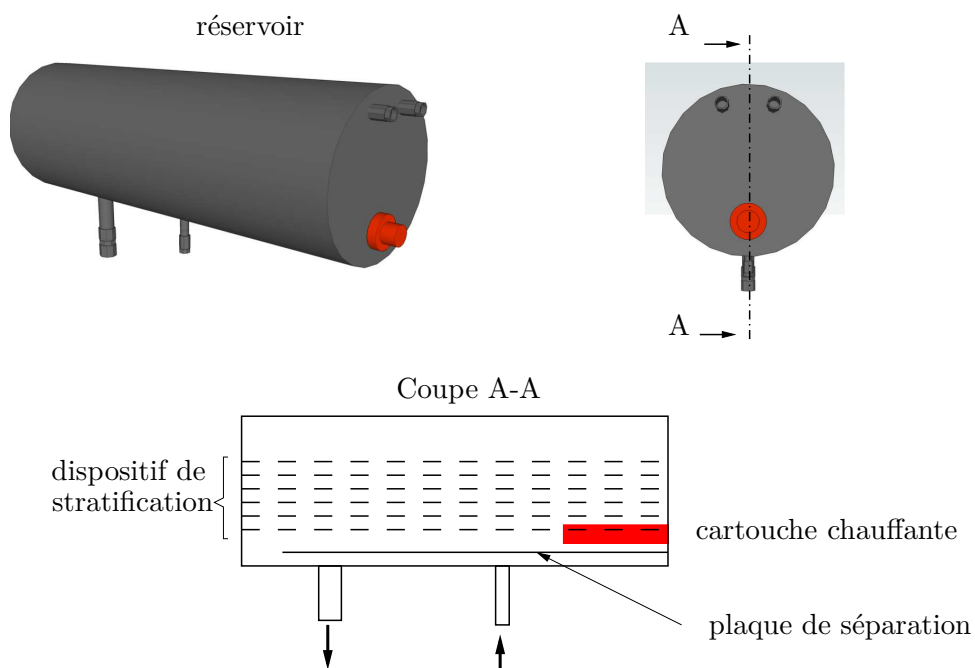


Figure 2.4 – Vue en coupe du réservoir

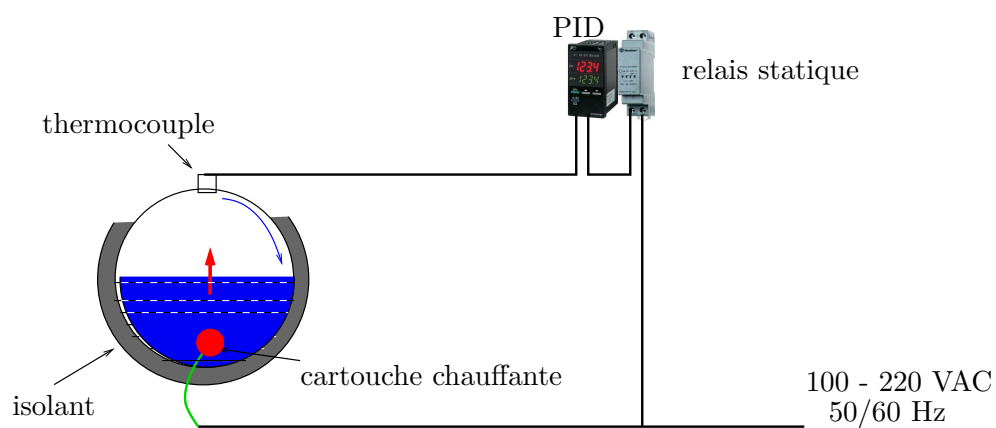


Figure 2.5 – Schéma du système de régulation du réservoir

La figure 2.6 montre une vue du dispositif de chauffage utilisé, la puissance est appliquée sur les deux faces de l'évaporateur. Un bloc de chauffe est constitué de trois cartouches chauffantes cylindriques de résistance unitaire de $70\ \Omega$ branchées en parallèle, diffusant les lignes de flux à travers un bloc de cuivre³ et une interface thermique powerstrate 51-AF-H⁴ avant de joindre la paroi de l'évaporateur. Chaque bloc de chauffe est isolé en face arrière avec un matériau plastique en ertalon⁵ (couleur orange figure 2.6). Un ensemble de huit blocs de chauffe est reparti sur huit zones de chauffe à travers les deux faces actives de l'évaporateur. Cet ensemble permet de disposer d'une capacité totale de chauffe de $4\ kW$ sur une surface totale de $186\ cm^2$.

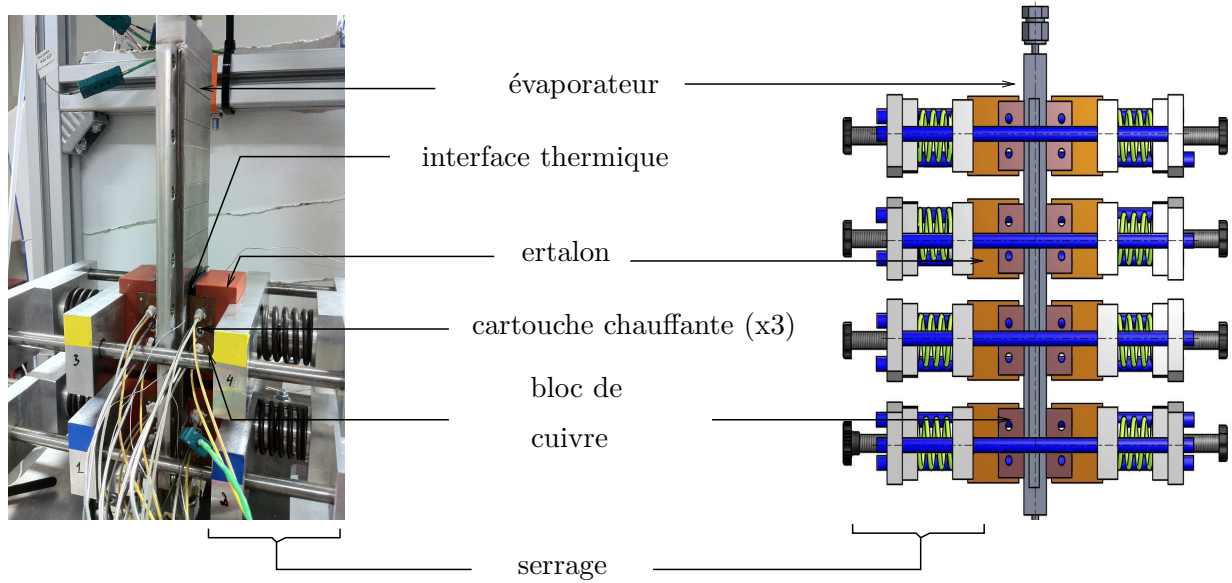


Figure 2.6 – Dispositif d'application de puissance à l'évaporateur

2.3.2 Le condenseur et les conduites

Dans le cadre de cette thèse, il était question de concevoir et réaliser l'ensemble condenseur, conduite vapeur et conduite liquide puisque l'évaporateur et le réservoir sont fournis par le fabricant EHP. Ce dernier impose un volume du condenseur et de la ligne vapeur n'excédant pas $750\ cm^3$. Sur la base de cette contrainte, la première étape du dimensionnement consiste alors en la détermination de la longueur du condenseur (L_c) et du diamètre hydraulique (D_h) tels que :

- pour un régime de condensation donné (par exemple, régime stratifié) et pour une valeur donnée du débit massique du fluide secondaire \dot{m}_{sec} (performances de la pompe du cryostat), l'échangeur assure le transfert de la puissance maximale (\dot{Q}_{max}) imposé par le cahier des charges avec une différence de température ($\Delta T = T_{sat} - T_{sec}$) entre le fluide dans la boucle et le fluide secondaire,
- les pertes de charge dans le circuit secondaire correspondent à la valeur donnée par la courbe de charge de la pompe du cryostat pour la valeur de débit \dot{m}_{sec} choisi. On notera que ce débit est a priori choisi tel que l'élévation de température du fluide

3. Dimensions $48 \times 48 \times 20\ mm$

4. matériau à changement de phase composé d'aluminium (épaisseur $51\ \mu m$) et d'un substrat (épaisseur $17\ \mu m$), température nominale jusqu'à $150\ ^\circ C$.

5. matériau plastique isolant ($\lambda = 0,28\ W.m^{-1}.K^{-1}$ à $23^\circ C$) et rigide jusqu'à $250^\circ C$.

secondaire soit inférieure à $1K$ pour la puissance maximale (fluide secondaire quasi isotherme).

L'étape suivante consiste à vérifier que le dimensionnement de l'échangeur est compatible avec les contraintes thermohydrauliques de la boucle dans son ensemble en considérant connue la longueur des lignes (imposée par la distance du système dissipatif - source froide) ainsi que le diamètre interne de la ligne liquide (choisi a priori tel que les pertes de charge restent limitées - régime laminaire pour \dot{Q}_{max} , et tel que le volume du liquide soit petit). On s'appuie alors sur l'expression du bilan mécanique effectué sur le fluide dans toute la boucle qui démontre qu'en régime stationnaire, la somme des pertes de charges subies par le fluide dans l'ensemble constitué de la conduite de vapeur, du condenseur, de la conduite de liquide, des mèches, des cannelures et la perte de charge hydraustatique est égale à Δp_{cap} , le saut de pression capillaire. La valeur de ce dernier correspond aussi à la somme des pertes visqueuses totales admissibles par la boucle.

Le détail des étapes de calcul du dimensionnement de l'ensemble condenseur, conduite vapeur et conduite liquide se trouve en annexe A. Au final, le condenseur (figure 2.7) est constitué d'un échangeur tubulaire coaxial en verre de diamètre 12 mm et de $3,63\text{ m}$ de long pour le circuit primaire. Le choix du verre pour le condenseur ne correspond pas à la recherche de la meilleure conductance pour le dispositif. Il se justifie par la nécessité de visualiser les structures d'écoulement diphasique et de bien localiser la longueur de la zone de condensation. La jonction verre/métal est réalisée à l'aide des raccords de type rotulex (figure 2.8). Les conduites vapeur et liquide sont constituées d'un tube en acier inox 304L respectivement de diamètre 12 mm et de diamètre 6 mm . La conduite vapeur dispose d'un réseau de vannes permettant d'imposer des chutes de pression supplémentaires par réduction de la section de passage de la vapeur. Ce dispositif de vannes permet de tester l'évaporateur comme s'il était couplé à différents condenseurs plus exigeants du point de vue hydraulique.

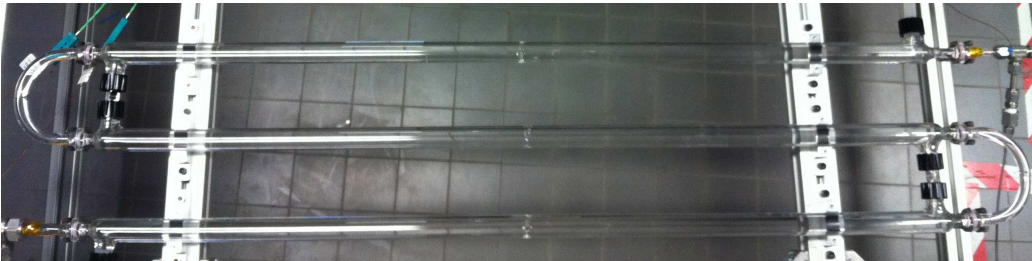


Figure 2.7 – Condenseur en verre



Figure 2.8 – Raccord rotulex

2.4 Instrumentation et contrôle

2.4.1 Thermocouples

L'ensemble de la boucle est équipé de thermocouples de type K classe 1 couvrant une large gamme de températures -40 à $+375^{\circ}\text{C}$ avec une précision de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$; les conduites, le condenseur et le réservoir sont instrumentés avec des paires de conducteurs monobrins surgainés Kapton. Ces derniers sont appliqués à la surface des conduites en inox et leur fixation est assurée par un ruban adhésif isolant en Kapton (figure 2.9). Pour le condenseur en verre, les thermocouples sont noyés directement dans des pointes de Vigreux permettant ainsi de réaliser une mesure au plus près du condenseur. La répartition générale des thermocouples est illustrée sur la figure 2.10 et décrite plus en détail en annexe A.

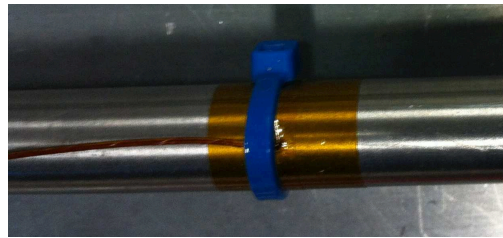


Figure 2.9 – Emplacements d'un thermocouple

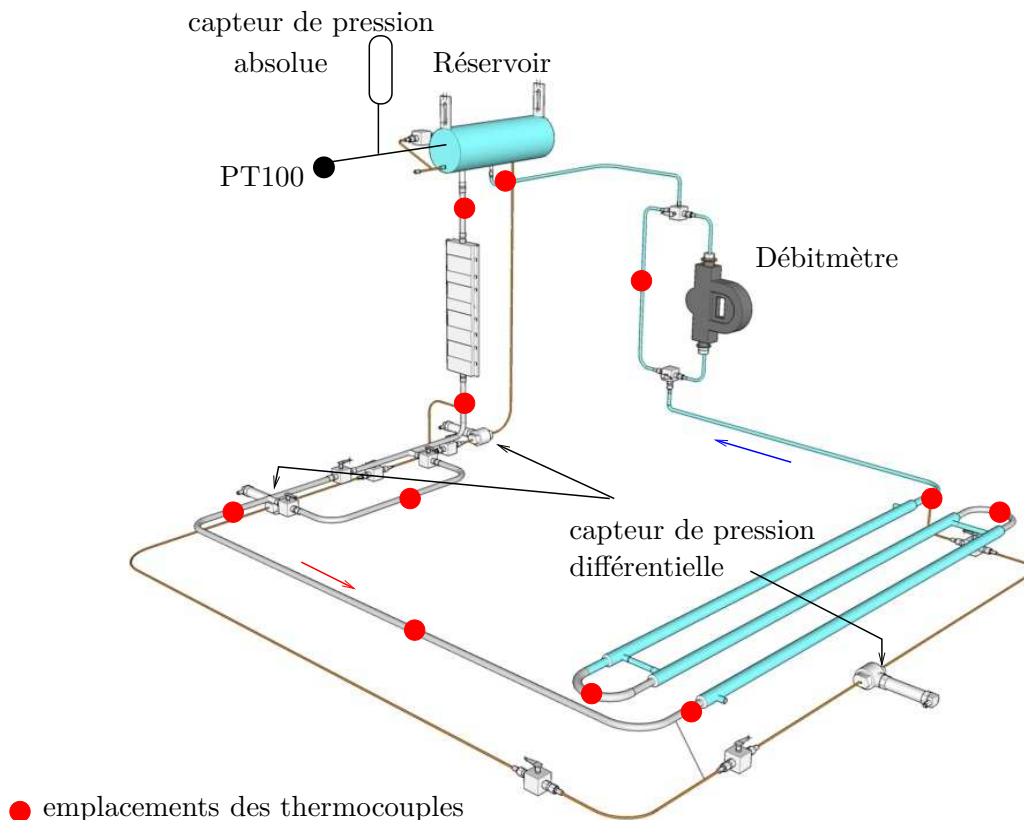


Figure 2.10 – Emplacements des thermocouples et capteurs de pression sur l'ensemble de la CPLIP

Les deux faces actives de l'évaporateur sont instrumentées à l'aide de thermocouples de type K renforcés d'une gaine métallique de $0,5\text{ mm}$. Ces derniers sont insérés dans des rainures de diamètre $0,6\text{ mm}$ prévues à cet effet (figure 2.11). Il nous a été recommandé de bien veiller à ce que les thermocouples ne dépassent pas des rainures et que l'épaisseur de colle ne forme pas une zone de contact privilégiée sur la paroi de l'évaporateur.

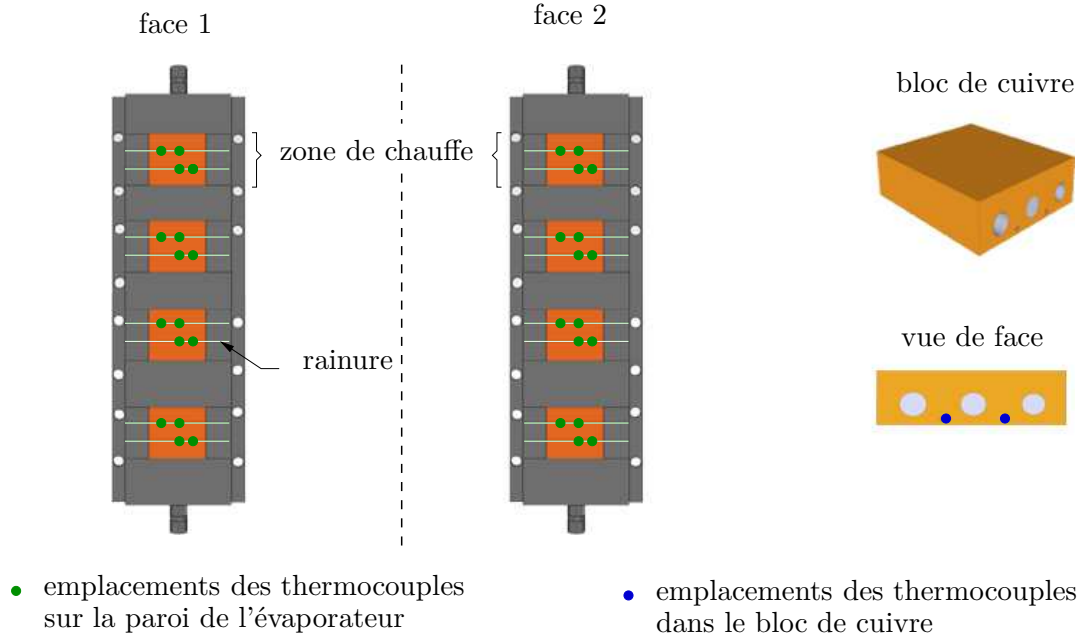


Figure 2.11 – Répartition des zones de chauffe et emplacements des thermocouples

Au réservoir, la température interne est mesurée à l'aide d'une sonde platine PT100 (classe A) de diamètre 2 mm couvrant la gamme de température -200 à $+400^\circ\text{C}$ avec une précision de $\pm 0,15^\circ\text{C}$ à 0°C et $\pm 0,35^\circ\text{C}$ à 100°C . La sonde est placée dans la vapeur en partie haute centrée du réservoir.

2.4.2 Débitmètre

Dans le but d'analyser le comportement thermo-hydraulique d'une CPLIP en régime transitoire et d'évaluer ses performances, une mesure de débit dans une des conduites semble être nécessaire. Ainsi, un débitmètre « à effet Coriolis » CMF015M (figure 2.12) a été installé tel que le montre la figure 2.10. Par rapport aux autres types de débitmètres, ces débitmètres « à effet Coriolis » présentent l'avantage d'induire peu de pertes de charge dans l'écoulement (figure 2.13) pour une grande précision de mesure ($\pm 0,2\%$, débit nominal : 10 kg/h).

2.4.3 Capteurs de pression

La figure 2.10 présente la répartition des capteurs de pression sur l'ensemble de la boucle CPLIP. Les capteurs de pression utilisés sont des capteurs KELLER. Des capteurs de pression différentielle PD-33X Ei (figure 2.14) d'une précision de $\pm 0,1\%$ de l'étendue de mesure (100000 Pa), ont été placés aux bornes des différents composants du dispositif permettant d'évaluer expérimentalement les pertes de charge de chaque composant de la boucle. Un capteur de pression absolue PAA-33X Ei (figure 2.15) d'une précision de $\pm 0,1\%$ de l'étendue de mesure (300000 Pa), mesure la pression absolue de la zone vapeur

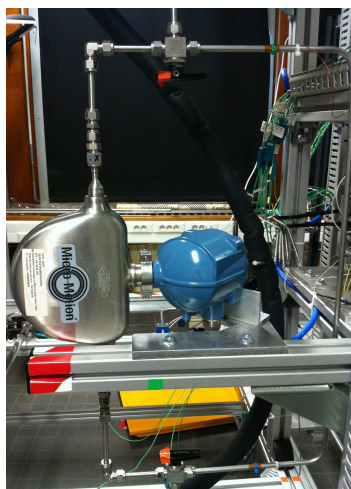


Figure 2.12 – Emplacement du débitmètre

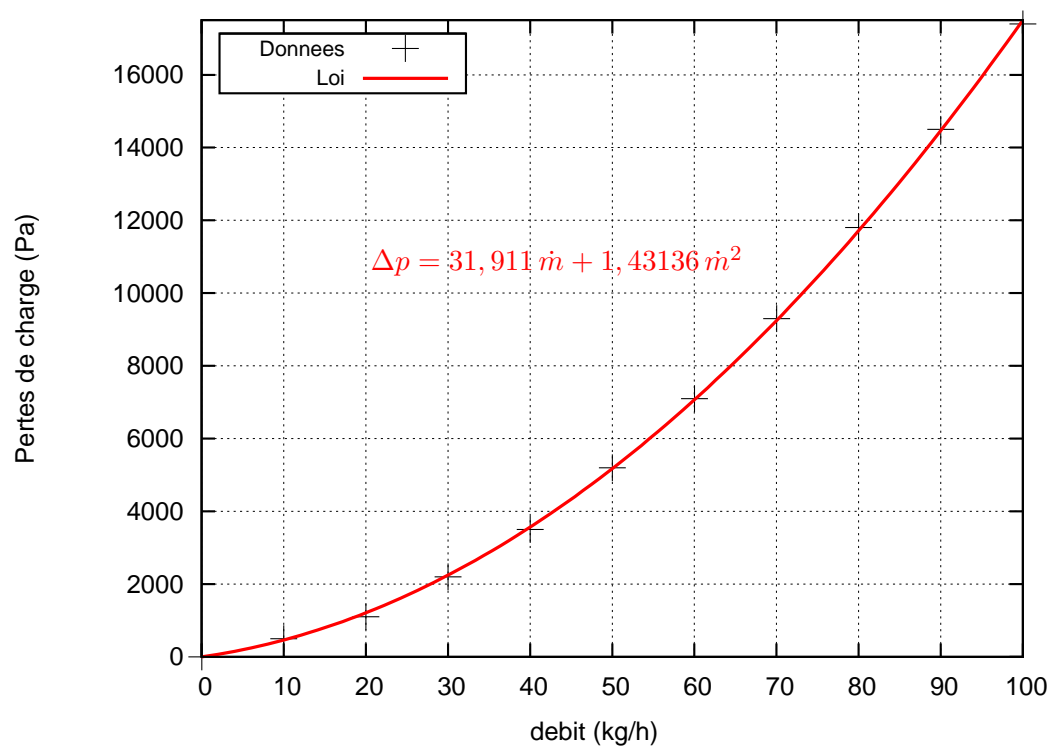


Figure 2.13 – Courbe caractéristique de la perte de charge dans le débitmètre (données du fabricant)

du réservoir. Outre l'évaluation de la pression, cette mesure permet de doubler la mesure de la température de saturation effectuée par la sonde platine PT100 en la corrélant avec la fonction de saturation $T_{sat}(p_{sat})$. Ces deux mesures permettent de détecter la présence éventuelle des gaz non condensables (GNC) qui ont tendance à s'accumuler au niveau du réservoir durant le fonctionnement du système. La procédure consiste à comparer le résultat de la fonction $T_{sat}(p_{sat})$ et la valeur mesurée par la sonde platine PT100.



Figure 2.14 – Emplacement d'un capteur de pression différentielle



Figure 2.15 – Emplacement d'un capteur de pression absolue

2.4.4 Fluxmètre

Pour connaître le flux apporté au niveau de l'évaporateur, un fluxmètre (dimensions $48 \times 48 \text{ mm}^2$ avec thermocouple type T intégré, sensibilité de $17,1 \mu\text{V}/(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$) a été disposé entre le bloc de chauffe et la paroi de l'évaporateur. Un thermocouple est intégré à l'intérieur de ce fluxmètre pour connaître la température au niveau de l'évaporateur et éviter une surchauffe donc la détérioration de ce dernier. Ce fluxmètre a permis de vérifier que le temps caractéristique de l'échelon de puissance appliqué à travers le bloc de chauffe était négligeable devant le temps de réponse de la boucle (phase d'installation thermique). Sur la figure 2.16 représente la puissance électrique et la puissance mesurée par le fluxmètre. Pour ce test, la puissance est appliquée seulement à la moitié de l'évaporateur. C'est pour cela d'ailleurs qu'on constate des pertes thermiques importantes au niveau de l'évaporateur car son autre moitié échangeait avec l'air ambiant.

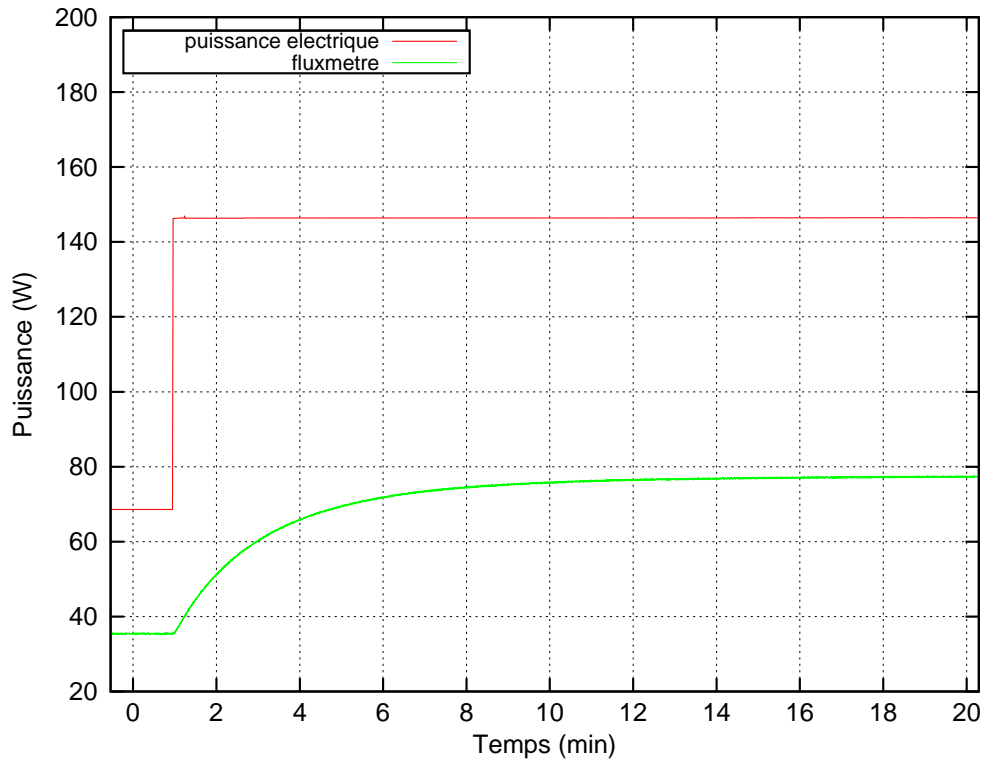


Figure 2.16 – Estimation des pertes en flux

2.4.5 Contrôle du réservoir

Le réservoir de la CPLIP est régulé en température afin de maintenir la température de saturation nominale dans le système et de permettre d'absorber les fluctuations et l'expansion du fluide durant le fonctionnement de la boucle, notamment pendant les phases transitoires (démarrage, sauts de puissance appliqués, etc.). Le système de régulation est basé sur l'évaporation du liquide dans la partie basse du réservoir et la condensation de la vapeur sur sa partie supérieure. Le système de régulation est composé de quatre éléments :

- un thermocouple placé au sommet de la paroi extérieure du réservoir ;
- un régulateur PID ;
- un relais statique 20A - 220 VAC commandé directement via le PID ;
- une cartouche chauffante de résistance $128,5 \, \Omega$ insérée dans la partie supérieure du réservoir et reliée au relais statique pour délivrer une puissance maximale de l'ordre de 200 W.

Le tableau 2.2 présente un récapitulatif des mesures.

Composants	Grandeur mesurée	Appareillage	Plage de mesure	Précision	Nombre	Grandeur calculée
Réservoir	Températures	Thermocouple type K	40 à +375°C	±0,1°C	5	
		Sonde platine PT100 (classe A)	-200 à +400°C	±0,25°C	1	T_{res}^{sat}
	Pression absolue	Capteur de pression absolue	0 à 3 bar	±300 Pa	1	p_{res}^{sat} et $T_{res}^{sat}(p_{res})$
Evaporateur	Températures	Thermocouple type K	40 à +375°C	±0,1°C	32	$\bar{T}_p = \frac{1}{32} \sum_{j=1}^{32} T_p^j$
					16	$\bar{T}_b = \frac{1}{16} \sum_{k=1}^{16} T_b^k$
	Différence de pression	Capteur de pression différentielle	0 à 1 bar	±100 Pa	1	$\Delta p_{ev} = \Delta p_{mes} + \Delta p_{gev}$ avec $\Delta p_{gev} = 4738,48 \text{ Pa}$
	Tension (U)	Alimentation	0 à 60 V	±0,5%	2	$Q = 2 \times (U \times I)$
	Intensité (I)	Alimentation	0 à 25 A	±1%		
Condenseur	Températures	Thermocouple type K	40 à +375°C	±0,1°C	2	$T_{entree-cond}$ et $T_{sortie-cond}$
	Différence de pression	Capteur de pression différentielle	0 à 1 bar	±100 Pa	1	$\Delta p_{cond} = \Delta p_{mes}$
Conduite vapeur	Températures	Thermocouple type K	40 à +375°C	±0,1°C	4	
	Différence de pression	Capteur de pression différentielle	0 à 1 bar	±100 Pa	1	$\Delta p_{vap} = \Delta p_{mes} - \Delta p_{gvap}$ avec $\Delta p_{gvap} = 1237,09 \text{ Pa}$
Conduite liquide	Températures	Thermocouple type K	40 à +375°C	±0,1°C	3	
	Débit massique	Débitmètre à effet coriolis	0,02 à 100 kg/h	±0,2%	1	\dot{m}_l

Tableau 2.2 – Bilans des mesures

2.5 Procédure de remplissage

2.5.1 Vide et tenue au vide

Le tirage au vide permet d'une part, le nettoyage et le rinçage de l'installation. Et d'autre part, d'éliminer toutes traces d'humidité et quantité d'air présent dans le circuit. Afin d'éliminer ces derniers, la méthode la plus fréquente est de faire un vide secondaire dans la boucle pendant plusieurs heures. Ensuite pour la tenue au vide, la boucle est laissée sous vide pendant plusieurs heures afin d'estimer le taux de fuite (exemple figure 2.17).

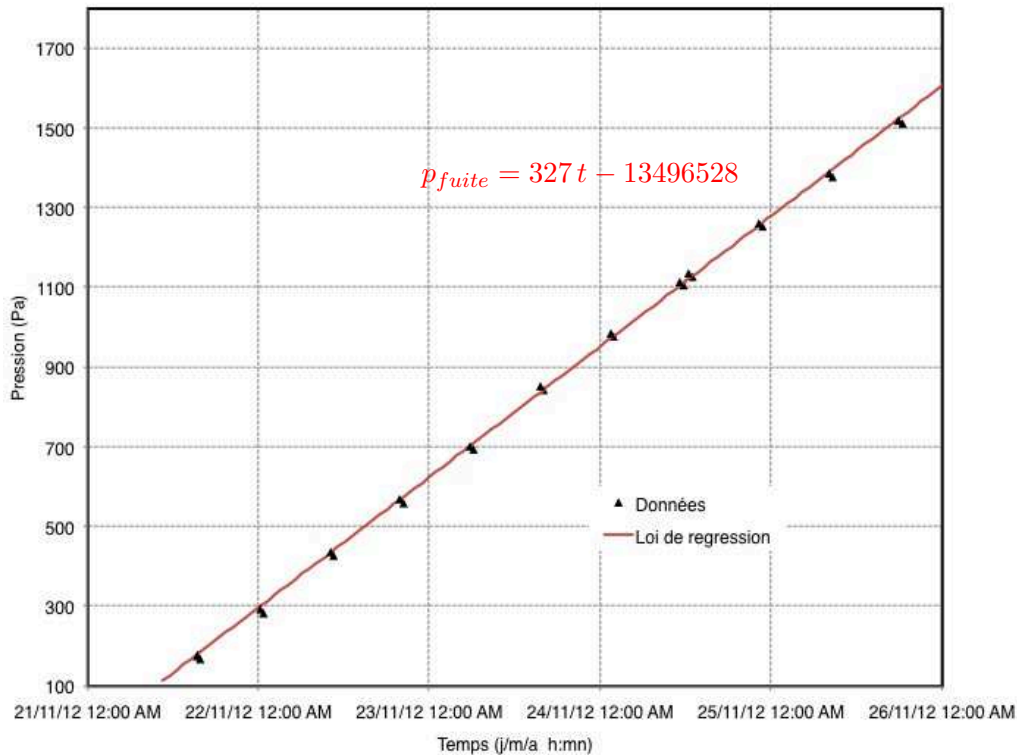


Figure 2.17 – Taux de fuite

2.5.2 Remplissage et dégazage du fluide

Masse de fluide nécessaire au remplissage

La détermination du volume de liquide dans la boucle est faite en partenariat avec le fabricant EHP. Le volume de liquide nécessaire au remplissage de la boucle dépend du volume :

- des conduites vapeur et liquide,
- du condenseur,
- des volumes morts présents sur les lignes (prises de pression, soupapes, etc.).

La température ambiante et la température d'utilisation ont également une importance dans la détermination du volume de remplissage. Sur la base des dimensions précitées (tableau 2.1), EHP nous fournit la valeur du volume de remplissage du système (environ 1,42 kg).

Procédure de dégazage du fluide

Quand un gaz est en contact avec un liquide, une partie de ses molécules se dissout à l'intérieur du liquide. La quantité de gaz dissous est proportionnelle à la pression partielle de ce gaz (loi de Henry). Cela veut donc dire que si on remplit la boucle avec un liquide en contact avec l'atmosphère, il y aura une quantité non négligeable de gaz étrangers à l'intérieur du circuit. Il est donc nécessaire de purifier le fluide avant de l'injecter dans la boucle. Dans le cas des fluides diphasiques, les trois principales méthodes pour dégazer un fluide sont la distillation sous vide, la solidification et l'ébullition. Nous les présentons brièvement ci-après.

- La distillation sous vide : ce principe est utilisé par Cao *et al.* [CGBD97] ainsi que Schneider *et al.* [SYG99] lors de leurs travaux. Ce principe de dégazage découle de la loi de Henry. En effet, il consiste à placer le fluide dans une enceinte étanche qui est raccordée à une pompe à vide. Lorsque celle-ci fonctionne, il y a apparition de petites bulles correspondant à la restitution des gaz dissous, la pression partielle des gaz devenant très petite. Lorsque les bulles disparaissent, on considère que le dégazage est terminé ;
- La solidification : dans ce cas, on place l'enceinte contenant le fluide dans un bain d'azote liquide. Le fluide se solidifie et ensuite on fait le vide par dessus afin d'évacuer les gaz incondensables. Cette méthode peut se coupler avec la précédente sous forme de plusieurs cycles solidification-distillation sous vide [DR94] ;
- L'ébullition : cette dernière est très simple car elle consiste simplement à faire bouillir le fluide afin d'évacuer les gaz dissous.

Dans le cadre de ce travail, nous avons opté pour la dernière méthode (ébullition).

Remplissage

La procédure mise au point dans le cadre de ce travail pour remplir la boucle avec une quantité bien définie de fluide caloporteur, consiste à faire le transfert du fluide dans la boucle sous vide après dégazage de la boucle et du fluide, et ce, sans rupture du vide entre les diverses opérations. La bouteille du remplissage est positionnée en partie haute (au niveau du réservoir) ensuite le fluide est introduit à l'état liquide. La bouteille remplie de fluide est pesée avant et après le remplissage, ensuite en faisant la différence on en déduit la masse du fluide introduite dans la boucle.

2.6 Procédure d'évaluation des pertes thermiques à l'évaporateur

Pour évaluer les pertes à l'ambiance du système de chauffe, la procédure consiste à identifier ces pertes expérimentalement par un test à vide : la boucle étant sous vide primaire, on cherche la puissance qu'il faut appliquer à l'évaporateur pour obtenir une température de paroi d'évaporateur donnée [50°C , 65°C , 70°C , 78°C , 86°C]..

2.7 Positionnement de l'étude

2.7.1 Présentation détaillée des études précédemment réalisées au PPRIME

Les études réalisées au sein de l'institut PPrimes de Poitiers sur la CPLIP sont incontournables, le travail doctoral de Lossouarn ayant accompagné, dès le début (2006), le

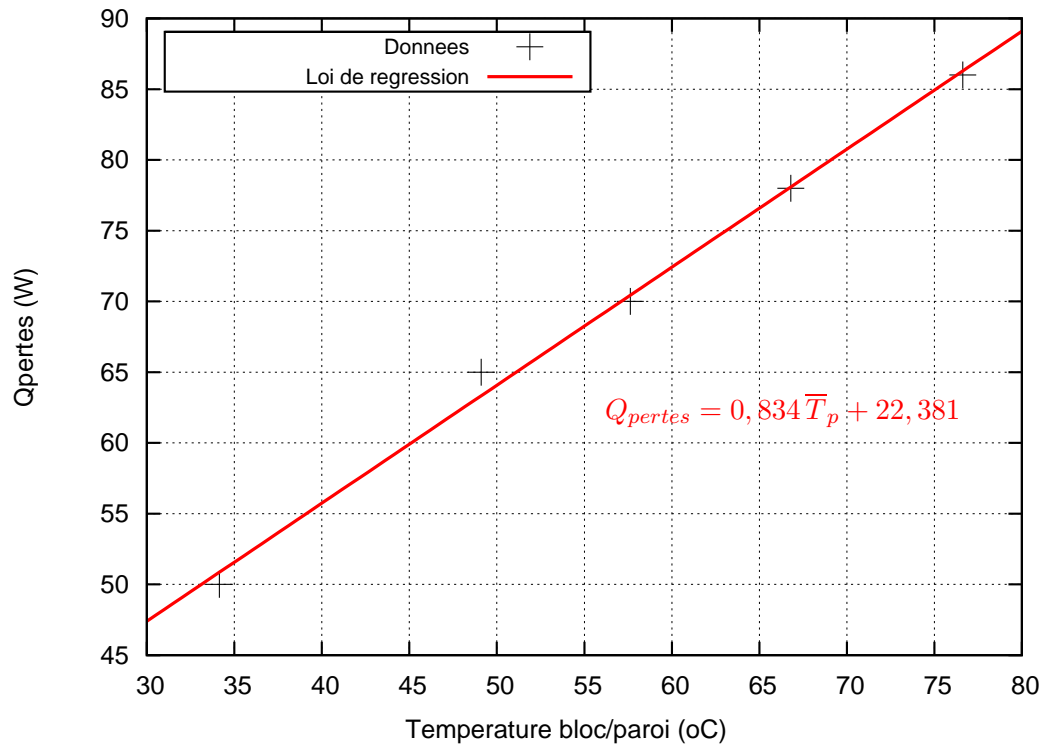


Figure 2.18 – Estimation des pertes thermiques au niveau de l'évaporateur

développement de la boucle pour les applications ferroviaires en collaboration avec Alstom. Dans la continuité, deux nouvelles thèses (Lachassagne et Delalandre) sont venues compléter l'étude initiale tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental en se positionnant dans un cadre applicatif élargi à tous les transports terrestres (automobile, aéronautique).

Lors de sa thèse, Lossouarn a testé deux prototypes différents de CPLIP : un démonstrateur (CPLIP1.0) réalisé pour démontrer les capacités réelles de refroidissement des interrupteurs de puissances dans une configuration de traction ferroviaire et un deuxième dispositif (CPLIP1.1) à l'instrumentation plus complète et destiné à des essais de caractérisation en laboratoire. Si, dans les deux cas, le fluide utilisé est le méthanol, une différence majeure entre les deux boucles se situe au niveau du condenseur (environ 5 m de longueur) : refroidi à l'air pour le premier et positionné 50 cm au dessus de l'évaporateur (position favorable), constitué d'un échangeur coaxial à contre-courant dans lequel circule de l'eau glycolée et positionné une vingtaine de centimètres en dessous de l'évaporateur (position défavorable) pour le second. Les lignes font un peu moins de 2 m de longueur.

Les premiers tests réalisés sur la version CPLIP1.0 ont tout de suite démontré les excellentes performances de l'évaporateur en termes de capacités d'évacuation des densités de flux élevées : 1200 W ont été évacués sur une face ce qui correspond à des densités de flux (rapportée à la surface active évaporateur) supérieures à 20 W/cm². Les faiblesses de conception identifiées notamment au niveau de l'assemblage de l'évaporateur ont pu être corrigées par le constructeur pour la version 1.1. Pour ce dispositif, la procédure expérimentale a consisté en l'application d'une succession de paliers de puissance appliquée de façon uniforme sur les deux faces de l'évaporateur dans une plage [200 W ; 5500 W] parcourue avec un pas de 200 W, de façon croissante puis décroissante. Deux valeurs de

température de réservoir $[70^{\circ}\text{C}; 80^{\circ}\text{C}]$ ainsi que deux valeurs de température du fluide secondaire $[20^{\circ}\text{C}; 60^{\circ}\text{C}]$ ont été considérées. Enfin, un test avec inclinaison de 30° dans le sens d'une augmentation de la position respective du condenseur et de l'évaporateur (élévation négative) mais tout en conservant horizontal l'axe du réservoir, a été réalisé.

Les tests de caractérisation ont démontré cette fois-ci que les performances de la boucle se maintenaient à un haut niveau jusqu'à des puissances de l'ordre de 3000 W . Au delà, on assiste à une dégradation de la conductance de l'évaporateur (cf. figure 2.19) impliquant une augmentation plus marquée de la température de la paroi de l'évaporateur avec la puissance. Cette observation se double d'un phénomène significatif d'hystérésis (2 à 5 K) entre les paliers obtenus en augmentant la puissance et ceux atteints après diminution de la puissance (cf. figure 2.20), renforçant l'hypothèse que ce comportement serait dû à la récession du front de vaporisation dans la mèche pour les hautes valeurs de puissance. Le test avec inclinaison s'est traduit par une dégradation significative des performances : la puissance maximale évacuée est limitée à 2000 W et les températures de parois sont supérieures de 5 à 15 K par rapport à la configuration initiale. L'augmentation importante de la pression hydrostatique imposée par l'inclinaison de l'ordre de 9000 Pa n'explique que partiellement une telle évolution des performances. Lossouarn note encore ici un effet dû à une modification de la position de l'interface dans le poreux qui amplifierait la dégradation de la conductance à l'évaporateur.

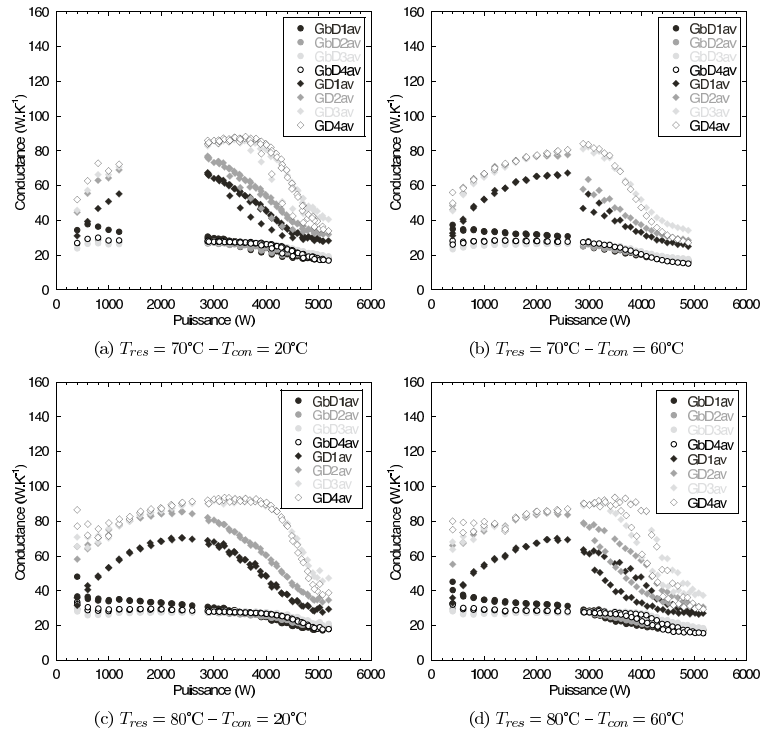


Figure 2.19 – Conductances des blocs de chauffe et diffuseurs de la face avant évaporateur : Thèse D.Lossouarn [D.L08]

La thèse de Lachassagne poursuit le travail d'exploration du potentiel de la CPLIP pour le refroidissement de l'électronique dans le cadre cette fois ci de systèmes électriques assurant l'hybridation des moteurs thermiques (automobile). La base du dispositif expérimental étudié (noté CPLIP1.2) est constitué par la version CPLIP1.1. Les deux évolutions principales sont constituées (i) par un complément d'instrumentation en pression et en débit ouvrant des possibilités de caractérisation du comportement hydrodynamique de la

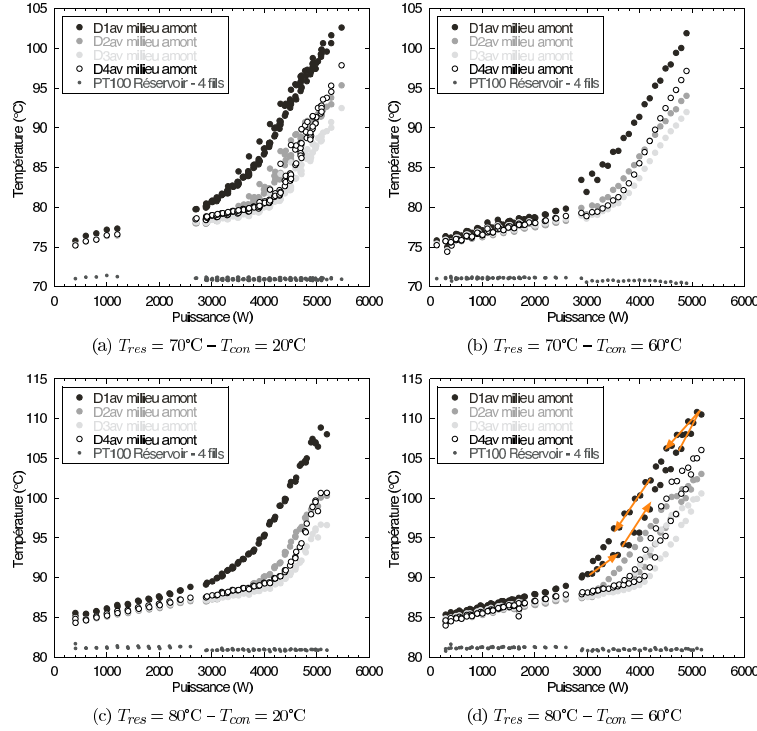


Figure 2.20 – Thermogrammes des diffuseurs de la face avant évaporateur : Thèse D.Lossouarn [D.L08]

boucle et (ii) par un système de chauffage décentré sur une seule face de l'évaporateur. Un autre volet intéressant de la contribution expérimentale de Lachassagne est que celui-ci a testé deux autres fluides : l'acétone et l'éthanol. Dans le cas de l'acétone, l'observation d'une forte hétérogénéité de la température de paroi de l'évaporateur, anormalement élevée (+15 K entre 2 points de la face active), est restée sans explication. Ceci a abouti à disqualifier l'acétone comme fluide de travail. Quant à l'éthanol, des problèmes de génération d'incondensables au niveau de l'évaporateur ont perturbé la qualité des tests. Finalement, un essai de référence avec un taux maîtrisé de génération d'incondensables inférieur à 0,1 K/h a été obtenu après plus d'une vingtaine d'essais. Pour ce test, la température du fluide secondaire au condenseur est fixée à 20 °C tandis la température de saturation du réservoir est maintenue à 73 °C. Les régimes stationnaires sont obtenus à partir de paliers de puissance de 200 W. La puissance maximale est 1600 W. Lachassagne présente aussi (i) des résultats en régime stationnaire où la température de la source froide a été modifiée entre [−10 °C; 40 °C], (ii) des échelons de puissances croissants et décroissants entre les puissances 300 W et 1000 W, (iii) la réponse de la CPLIP à des cycles de puissances tels ceux observés dans les modules de l'électronique de puissance utilisée dans l'automobile et enfin (iv) des tests considérant le chauffage partiel (par zone) de la paroi de l'évaporateur.

Avec un fluide différent de celui utilisé par Lossouarn mais pour des puissances (< 1600 W) et des densités de flux (< 20 W/cm²) inférieures, Lachassagne démontre de nouveau les performances de la CPLIP dans sa capacité à transférer la chaleur avec des variations de température d'évaporateur modérées. Si les échelons d'amplitude +700 W n'ont pas posé de problème, il n'en est pas même pour les cycles de puissances qui posent la question de la tenue mécanique et thermique du front de vaporisation dans la mèche lors de transitoires rapides avec des amplitudes de puissance appliquée (sur une seule face de l'évaporateur) de l'ordre de +1000 W. Les tests de chauffage non-uniforme de la paroi de

l'évaporateur ont montré que la conductance de l'évaporateur pouvait sensiblement varier selon la hauteur et selon la face.

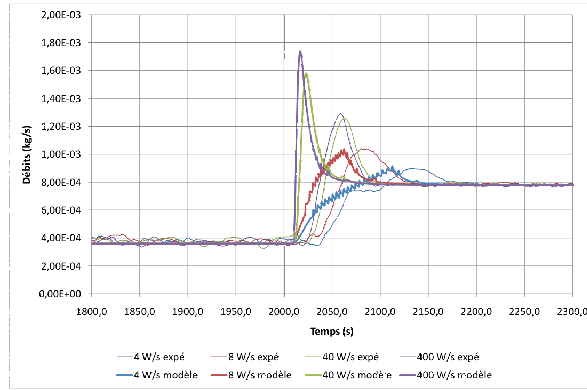
Un travail de modélisation des performances de la CPLIP en régime stationnaire est adjoint au volet expérimental. L'approche est celle des méthodes nodales : le système est entièrement discrétisé en réseau de conductances dont les expressions sont obtenues à partir de modèles physiques mono-dimensionnels ou de corrélations phénoménologiques. Les transferts de masse et de chaleur ainsi que la distribution des phases (moyenne dans la conduite) sont obtenus à partir d'un jeu de variables formulées en débit, température et enthalpie (classiquement fonction du taux de vide). Deux conductances (à l'évaporation et au réservoir) sont directement calculées à partir des résultats expérimentaux. La résolution a démontré de bonnes capacités à reproduire les températures de parois jusqu'à des puissances de l'ordre de 3000 W . La confrontation avec les données de la température de sortie du condenseur souligne que les coefficients d'échange sont bien plus importants que ceux attendus. L'identification d'un effet marqué des coudes sur l'apparition de la turbulence n'explique qu'en partie cette intensification des transferts au niveau du condenseur. L'étude paramétrique a démontré que la sensibilité du modèle s'illustre surtout à travers le comportement hydraulique du système. A conductance d'évaporateur fixée, la position du condenseur modulant de façon importante le saut de pression hydrostatique, le diamètre des conduites et du condenseur sont les paramètres dimensionnant les régimes stationnaires de la CPLIP.

Delalandre a complété les efforts de modélisation de Lachassagne en étendant le modèle à la description des régimes transitoires. La version la plus complète repose sur l'idée que la dynamique de la boucle est déterminée (i) par les transferts de chaleur et notamment les effets d'inertie thermique des parois de l'évaporateur et du condenseur couplé aux termes de transports d'enthalpie dans les lignes et le condenseur et (ii) par l'hydrodynamique du fluide dans la boucle. On notera donc que, du fait des bonnes performances du système de régulation du réservoir, la dynamique de la zone de saturation dans le réservoir est négligée et ainsi la température de saturation est prise constante. La validation des performances du modèle a consisté en une confrontation des trajectoires simulées avec les résultats expérimentaux obtenus sur des rampes de puissance allant de 400 W à 800 W et appliquées à l'évaporateur avec des temps de montée variant de 4 W/s à 400 W/s . Le même cas mais pour une rampe descendante a aussi été inclus à l'étape de validation. Reproduisant de façon satisfaisante, les tendances d'évolution pour l'ensemble des tests, ce travail de modélisation a permis de mettre en exergue l'importance de l'hydrodynamique dans les premiers instants de réponse de la CPLIP. Cependant, le modèle semble plus limité à rendre compte quantitativement des débits lors des rampes de flux les plus sévères (temps de montée supérieurs à 40 W/s cf. figure 2.21). L'auteur note que l'amplitude de l'overshoot du débit liquide est d'autant plus surestimée que la sollicitation est sévère. Le défaut de description de la dynamique de la partie saturante du réservoir est donné comme une explication à ces écarts. Selon l'auteur, une autre piste d'amélioration est à chercher dans une modélisation plus détaillée de l'évaporateur.

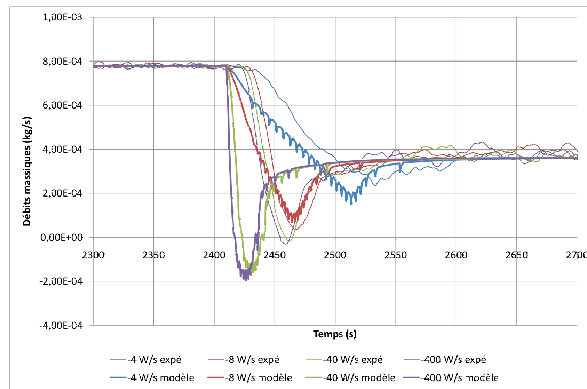
2.7.2 Positionnement

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans la continuité des études de caractérisation du comportement de cette configuration de boucle spécifique à une utilisation terrestre.

Si dans un premier temps, on se contentera de retrouver les performances pour des flux inférieurs à 2000 W et des densités de flux inférieures à 15 W.cm^2 ainsi que pour une



(a) échelon montant



(b) échelon descendant

Figure 2.21 – Evolution du débit massique du fluide en sortie de condenseur pour différentes sollicitations : Thèse N.Delalandre [Del11]

seule température de réservoir, un deuxième partie du travail sera plus originale :

- Le travail consistera d'abord à étendre les études des transitoires de puissances appliquées à l'évaporateur. En particulier, nous avons souhaité explorer en détail la réponse du système à des échelons de puissance de fortes amplitudes ($+1000\text{ W}$). Ce cas opératoire récurrent en électronique de puissance, est réputé problématique dans le sens où il peut entraîner la récession du front de vaporisation en amont de la structure capillaire provoquant le désamorçage du système. A priori associé à des effets thermiques dus à une sollicitation subite en termes de fort niveau de densité de flux, il reste difficile de confirmer si l'origine de la défaillance est mécanique ou thermique témoignant d'un défaut de compréhension à combler sur le comportement du système. Ici, il est important de fixer le vocabulaire : quand on parle d'échelon, au sens où le temps de montée entre la valeur initiale et finale du flux est systématiquement très inférieur devant les constantes de temps du système. En cela, on ne parle pas de rampe de flux qui peuvent être caractérisée par un temps de montée du même ordre ou plus grand que ceux déterminant la dynamique du système. Dans le cas d'un échelon, le paramètre est alors l'amplitude du changement de flux imposé. Au delà du cas opératoire, cette sollicitation en flux permet de tester la boucle dans des situations où le liquide subit des phases d'accélération rejoignant ici les contraintes associés au champ d'application des transports.

- Dans un deuxième temps, en lien avec le contexte de l'aéronautique, les études présentées alimenteront la discussion sur l'influence de la gravité sur le comportement du système avec des tests d'inclinaison jusqu'à 15° par rapport à l'horizontale.

Sur ces deux points spécifiques, la démarche d'étude sera expérimentale et théorique avec un travail de modélisation dédié.

Chapitre 3

Etude expérimentale

Les premières campagnes de mesures consistent classiquement en la recherche des régimes permanents consécutifs à l'application d'échelons de puissance à l'évaporateur. Le démarrage est réalisé à basse puissance, puis, on augmente la puissance après l'obtention du régime permanent avec un incrément donné. L'opération est répétée par l'application d'un pas régulier de puissance jusqu'à la valeur maximale gérée par le dispositif. La température de consigne du réservoir est choisie à une valeur légèrement supérieure à celle de la température de saturation prise à pression atmosphérique pour faciliter la procédure de dégazage in situ et limiter les pertes de charges associées à l'écoulement de la vapeur. La température du fluide secondaire est maintenue à une valeur proche de la température ambiante. Ce choix permet de considérer que l'ensemble des transferts avec l'ambiance et le fluide secondaire ont lieu avec une source froide de température uniforme. D'autre part, il assure un écart de température suffisamment important entre le fluide de travail et le fluide secondaire pour que le condenseur évacue la puissance maximale et génère un sous-refroidissement nécessaire au bon fonctionnement du système. L'application du flux se fait de façon croissante puis décroissante de façon à identifier un éventuel comportement hystérétique.

Selon ce protocole, ce premier volet de mesures sera utilisé pour :

- identifier le comportement général de la boucle : intervalles d'évolution des températures aux points clé du système (paroi de l'évaporateur, température du fluide en partie haute du réservoir, température en entrée d'évaporateur, sortie du condenseur), caractéristiques générales de l'écoulement pour les divers régimes (permanent, transitoires de démarrage, transitoires de flux, régimes de condensation), présence de gaz incondensables, ...
- caractériser en régime permanent les performances moyennes de la boucle en fonction de la puissance appliquée à l'évaporateur : détermination de la conductance à l'évaporateur et du niveau d'hétérogénéité des températures sur la paroi de l'évaporateur, évolution moyenne et répartition de la perte de charges dans le système, coefficient d'échange au condenseur.

La deuxième campagne de mesures se centrera sur l'étude des transitoires de flux pour une boucle dans sa position initiale par rapport à l'horizontale. A partir d'un démarrage à basse puissance, on appliquera des échelons de puissances à l'évaporateur d'amplitude croissante afin d'affiner la compréhension des transitoires de flux et de déterminer la sensibilité de la boucle à l'inertie du liquide.

Le dernier volet de mesure s'appuie sur le protocole précédemment décrit pour un dispositif, cependant, dont la base est inclinée selon un angle constant par rapport à l'horizontale : 3 angles compris entre 0° et 15° seront imposés à la boucle selon différents axes. La démarche est censée reproduire (en statique) un jeu de positions dans le champ de gravité que peut rencontrer une boucle embarquée dans un avion. L'objectif de ces tests est d'explorer la sensibilité de la boucle à la gravité.

La présentation des résultats sera structurée selon la démarche expérimentale. La première partie comprendra les campagnes de mesures pour la boucle dans la position initiale. Puis nous ferons une analyse plus complète des transitoires de flux. Et enfin nous présenterons les résultats obtenus selon l'angle d'inclinaison.

3.1 Première campagne de mesure - boucle dans sa configuration initiale : étude du comportement général

- METH-1 : test effectué avec le méthanol comme fluide de travail et pour un dispositif possédant un condenseur en verre de 3 m de longueur. La masse de fluide introduite est $1,42\text{ kg}$. Une température de 67°C ($p_{\text{sat}} = 1114,96\text{ hPa}$) a été imposée au réservoir et le fluide secondaire est maintenue à une température de 25°C . Cet essai consiste en une succession de paliers de puissance croissants puis décroissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. Le démarrage est réalisé avec une puissance de 200 W , puis l'augmentation de la puissance se fait par incrément de 200 W après l'obtention du régime permanent. Le palier de puissance maximal est de l'ordre 2000 W pour cet essai.
- ETH-1 : test effectuée avec l'éthanol comme fluide de travail et pour un dispositif incluant un condenseur en verre de 1 m de longueur. $1,05\text{ kg}$ d'éthanol a été introduit dans la boucle. Une température de 85°C ($p_{\text{sat}} = 1314,48\text{ hPa}$) a été imposée au réservoir et le fluide secondaire est maintenue à une température de 20°C . Cet essai consiste en une succession de paliers de puissance croissants puis décroissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. Le démarrage est réalisé avec une puissance de 400 W , puis l'augmentation de la puissance se fait par incréments de 200 W après l'obtention du régime permanent. La puissance maximale est de 1000 W pour cet essai.

3.1.1 Evolution générale des températures

Le démarrage sera décrit en détail au paragraphe 3.1.4.

Les figures 3.1 et 3.2 représentent respectivement l'évolution temporelle des températures en divers points de la boucle pour le méthanol et l'éthanol. Le scénario de puissance appliquée à l'évaporateur au cours du test est reproduit sur les mêmes figures au moyen du deuxième axe des ordonnées.

Température de saturation dans le réservoir

Il est utile de se focaliser en premier lieu sur l'évolution de la température de saturation du réservoir, celle-ci permettant de connaître l'efficacité du système de régulation en température de la partie haute du réservoir lors des divers régimes

3.1. PREMIÈRE CAMPAGNE DE MESURE - BOUCLE DANS SA CONFIGURATION INITIALE : ÉTUDE DU COMPORTEMENT GÉNÉRAL

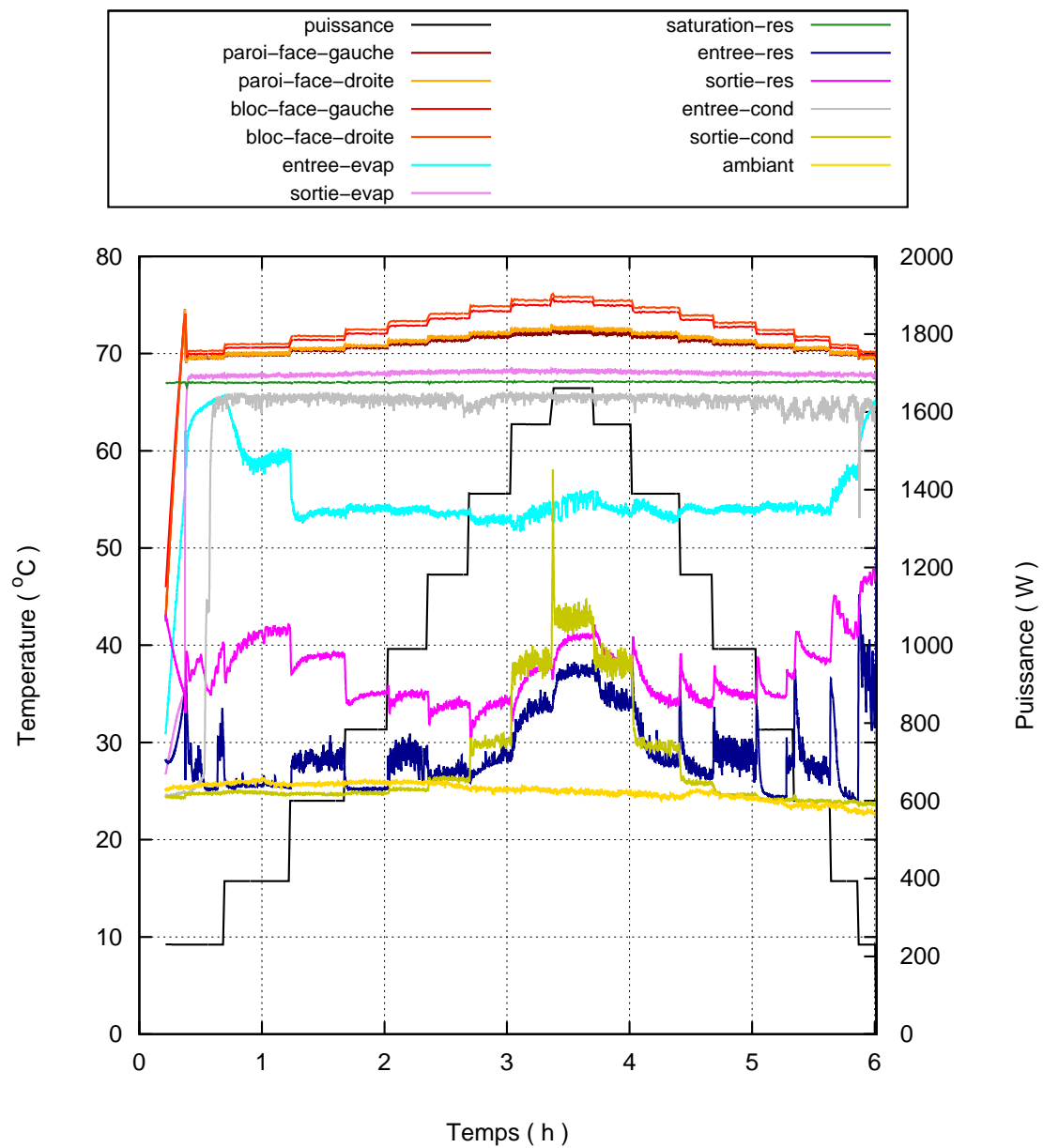


Figure 3.1 – Evolution des températures moyennes en différentes positions de la boucle : Test METH-1

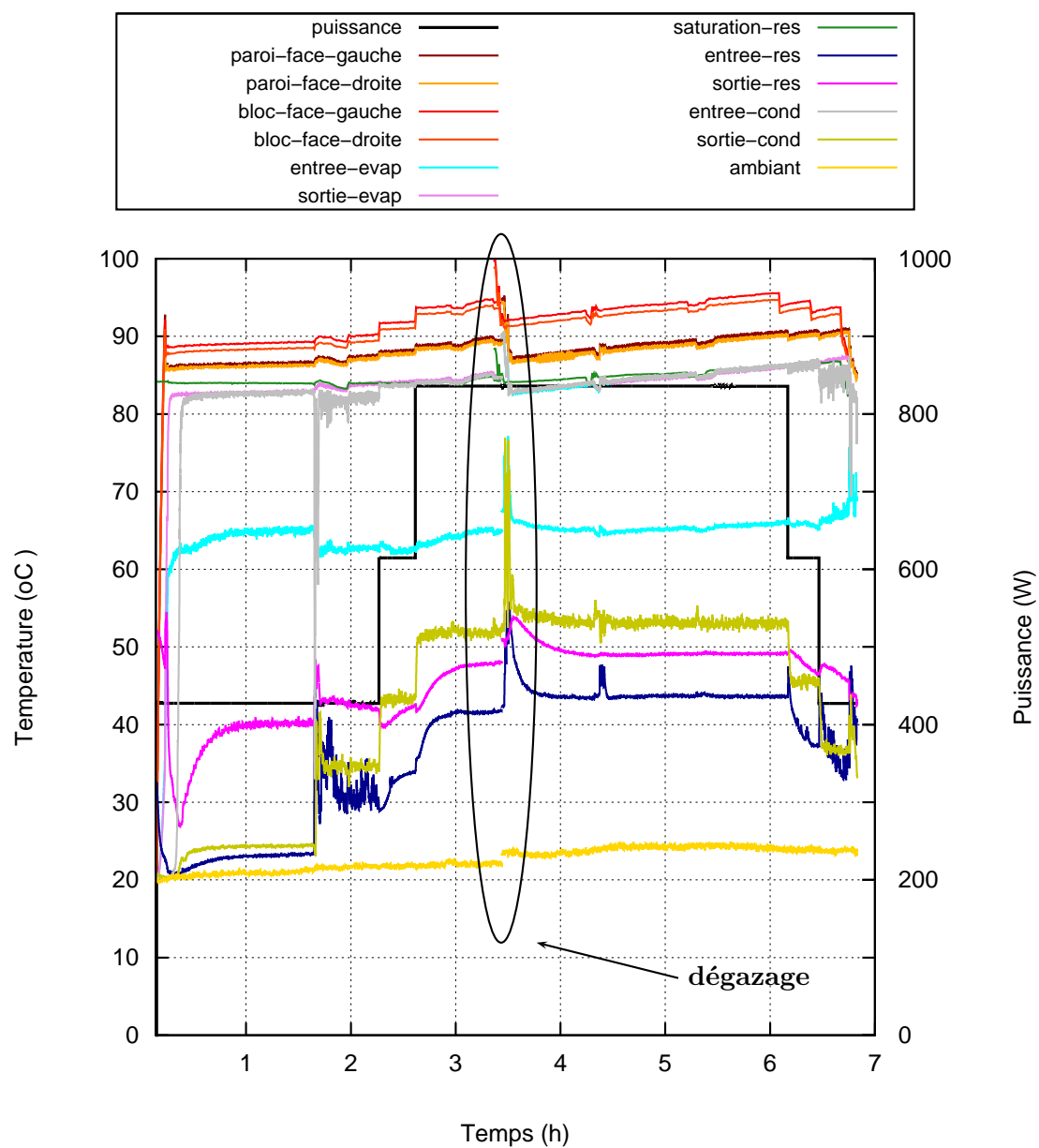


Figure 3.2 – Evolution des températures moyennes en différentes positions de la boucle : Test ETH-1

(permanent, échelons de puissance, transitoire de démarrage). D'autre part, en exploitant la mesure de la pression absolue dans le réservoir, il est possible de quantifier le niveau de gaz incondensables en cours du test.

On constate que pour le test METH-1 (figure 3.3(a)), la régulation en température du réservoir est performante puisque les variations de la température mesurée ($0,2\text{ K}$) sont très légèrement supérieures à l'incertitude de mesure sur l'ensemble du test y compris pendant les phases de transitoires de puissance où les mouvements de fluide entre le réservoir et la boucle sont importants. On remarque seulement une chute de l'ordre de $0,4\text{ K}$ lors de la phase transitoire consécutive au démarrage sachant que cette phase connaît les variations de débit les plus sévères (comme nous le montrerons ci-après).

Si l'on compare cette température à la valeur de la température de saturation issue de la mesure de pression absolue, on trouve un écart moyen constant de $0,2$ à $0,3\text{ K}$ ce qui est très légèrement supérieur à l'incertitude de mesure de la pression de l'ordre de 600 Pa soit $0,13\text{ K}$ sur la température de saturation calculée. On peut donc conclure à une présence non significative de gaz à incondensables pendant le test au méthanol.

En revanche, ce n'est pas le cas pour le test avec l'éthanol. Si la température de saturation est bien contrôlée jusqu'au dégazage ayant lieu entre 3 h et 4 h après le début du test, on constate simultanément sur la figure 3.3(b) une augmentation de la température de saturation dans le réservoir calculée à partir de la mesure de pression avec une dérive de l'ordre de $0,5\text{ K/h}$ à 1 K/h . Ceci correspond à une augmentation de la pression dans le réservoir avec une pente de l'ordre de 4000 Pa/h . On peut voir là l'effet de génération de gaz incondensables. Le troisième dégazage du réservoir que nous avons opéré permet à la pression de rejoindre la valeur de la saturation. Cependant, en plus de déstabiliser le système de régulation (la température augmente), on retrouve immédiatement, une augmentation de l'écart avec un taux du même ordre de grandeur qu'avant la procédure de dégazage.

Température moyenne de paroi de l'évaporateur

La température de la paroi de l'évaporateur reste proche de la température de saturation du fluide de travail. Dans le cas du test METH-1 (figure 3.1), elle est supérieure d'environ $2,5\text{ K}$ à basse puissance et l'écart atteint 5 K pour la puissance maximale en augmentant régulièrement avec la puissance appliquée. Au total, l'amplitude de variation de la température de la paroi de l'évaporateur est de l'ordre de $2,5\text{ K}$ sur l'ensemble du test.

Dans le cas de l'éthanol, on constate sur la figure 3.2 une dérive de la température moyenne de la paroi de l'évaporateur de l'ordre de 2 °C/h après le dégazage compris entre 3 h et 4 h . On retrouve ici les effets de gaz incondensables qui entraînent à la fois une augmentation de la pression dans la boucle et une perturbation du contrôle de la température du réservoir.

Température à l'entrée de l'évaporateur

Sur la figure 3.1, la température à l'entrée de l'évaporateur commence par diminuer passant d'une valeur proche de la température de saturation à la valeur de 55 °C . Ensuite, elle reste quasi constante autour de cette valeur sur le reste de la gamme de puissance. Il est à noter que cette température est supérieure (d'environ 20 °C) à la

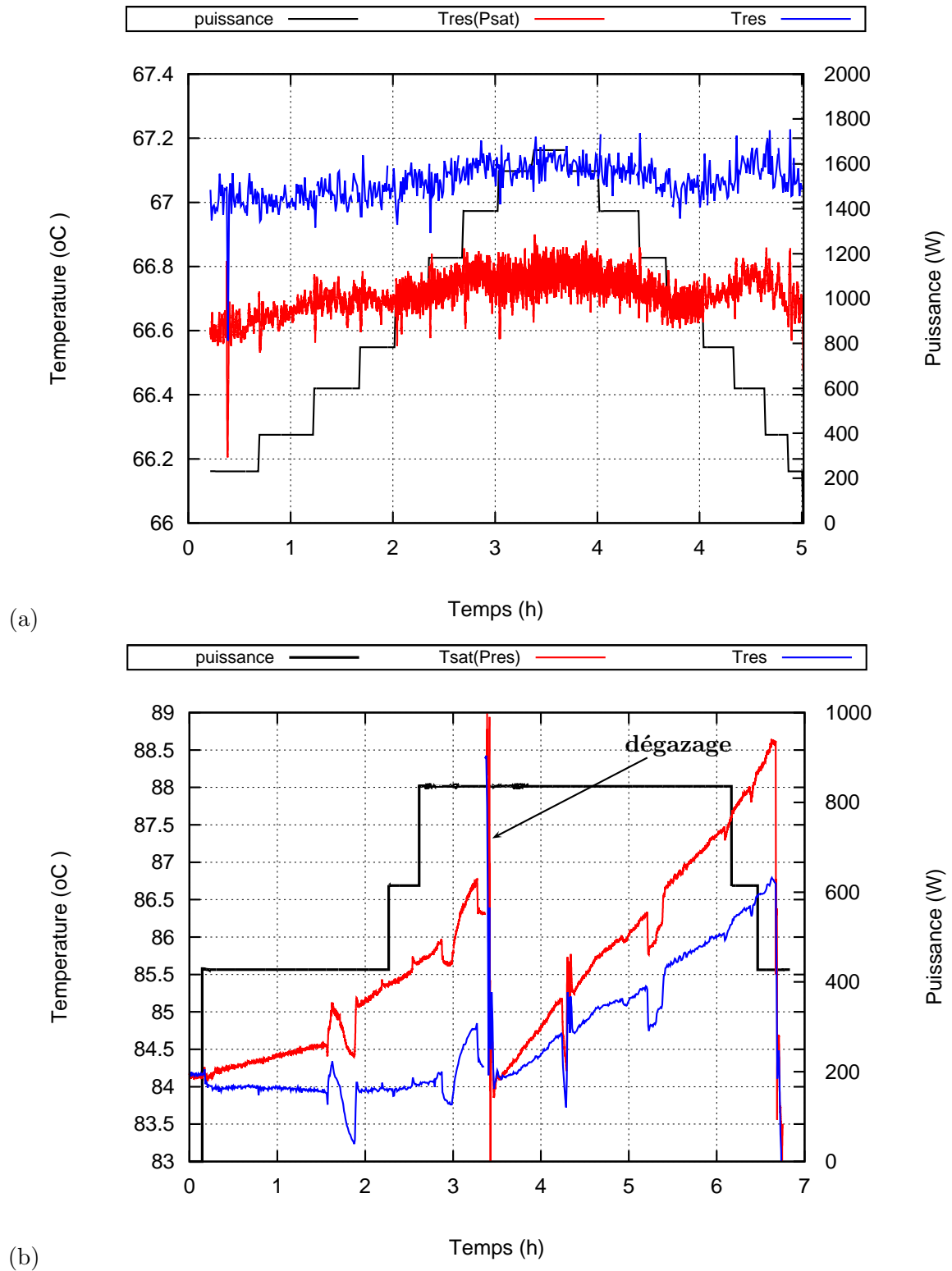


Figure 3.3 – Génération de GNC et contrôle de la température du réservoir : (a) Test METH-1 et (b) Test ETH-1

température du fluide en sortie du réservoir attestant de la conduction longitudinale le long du tube de jonction entre l'évaporateur et le réservoir d'une partie du flux appliqué à l'évaporateur (flux parasite).

On retrouve ce comportement pour l'éthanol sur la figure 3.2 si ce n'est que l'on a une sensibilité moindre à basse puissance : la température à l'entrée de l'évaporateur se stabilise à une température de 63°C et elle est supérieure (environ 15°C) à la température du fluide en sortie du réservoir.

On peut aussi constater que la circulation du liquide dans la partie basse du réservoir permet de gagner 10°C à basse puissance et de l'ordre de 2°C à haute puissance tout en lissant les variations brutales des températures induites par la réaction brutale du condenseur aux variations de la puissance appliquée.

Température en sortie du condenseur

La température en sortie du condenseur reste proche la température de la source froide. Dans le cas du test METH-1 (figure 3.1), on a le sous-refroidissement maximal à basse puissance (42°C) et on constate une décroissance significative du sous-refroidissement à partir de 1400 W . Au palier de puissance maximal, le sous refroidissement est d'environ 25°C au régime stationnaire. On notera cependant que pendant la phase transitoire permettant d'atteindre la plus forte puissance, on observe une diminution du sous-refroidissement en entrée de réservoir jusqu'à une valeur de 10°C , ceci s'explique dans ce cas par un rapprochement du front de condensation de la sortie du condenseur lors de l'overshoot du débit massique qui conduit à l'augmentation de la zone diphasique. On notera toutefois que cette variation très brutale de la température du liquide en sortie du condenseur n'a pas de répercussion sur la température en entrée du réservoir (elle est lissée dans la conduite liquide).

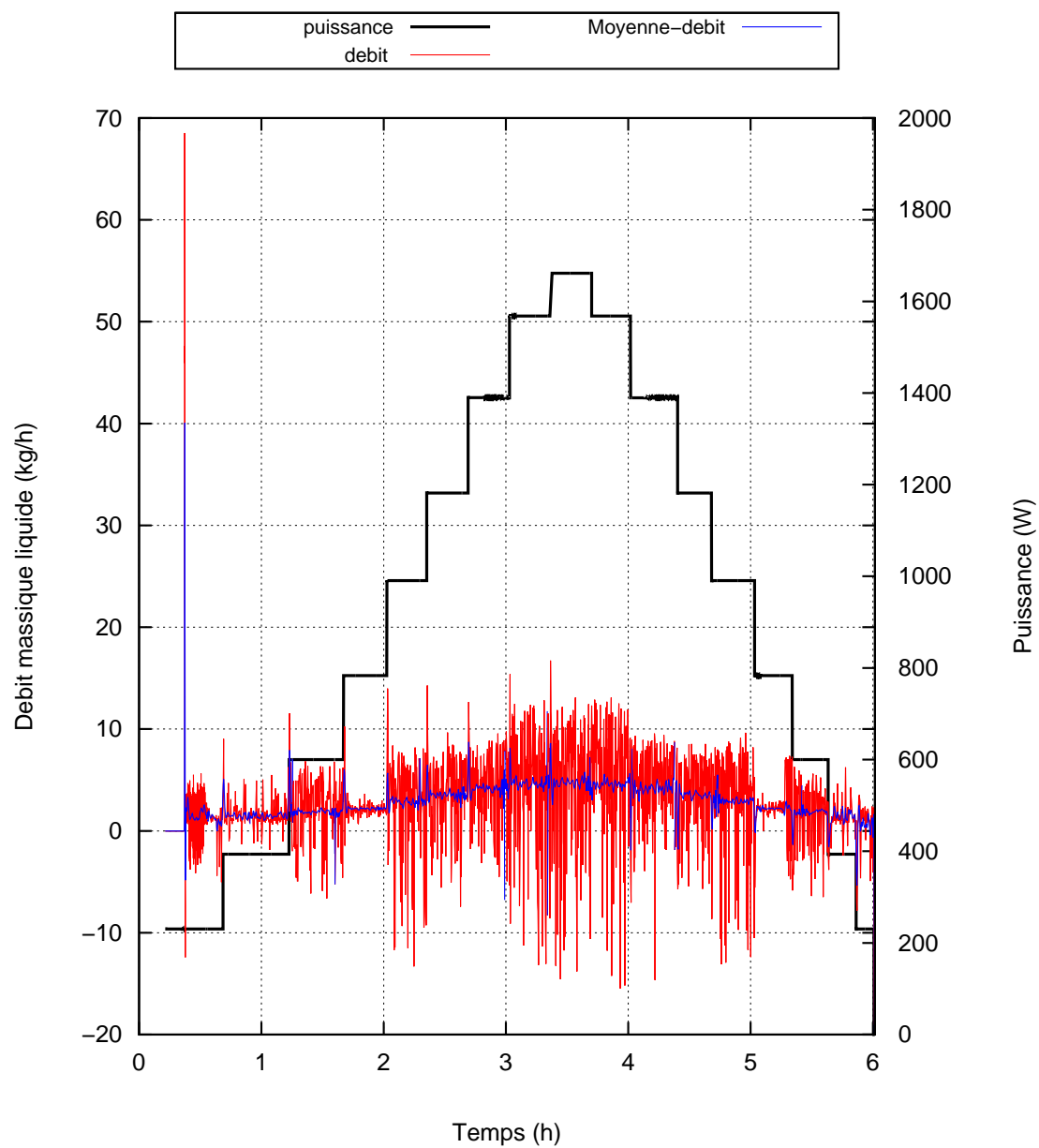
3.1.2 Caractéristiques générales de l'écoulement

Evolution du débit liquide

Sur la figure 3.4, est représentée l'évolution temporelle du débit massique dans la conduite liquide pour le méthanol. Le graphe intègre une moyenne mobile réalisée sur une durée équivalente à 10 s (10 points, acquisition à 1 Hz).

On remarque en premier lieu que sur toutes les phases du test, le débit a un caractère très fluctuant : dans le cas du test METH-1 (figure 3.4(a)), l'amplitude de variation du débit massique est de l'ordre de 3 kg/h sur la gamme de $[2 - 5]\text{ kg/h}$ de l'ensemble du test. On note d'autre part, que le débit peut prendre des valeurs négatives indiquant une inversion du sens de l'écoulement liquide. Comme nous le détaillerons plus loin, ces fluctuations sont liées à l'instabilité du positionnement du front de condensation dans le condenseur.

Pendant les phases transitoires, le débit massique augmente d'environ 1 kg/h avec un dépassement de l'ordre de 9 kg/h autour de la valeur moyenne du régime permanent pour un échelon croissant de puissance de 200 W pour le test METH-1 (figure 3.5(a)) et il diminue d'environ 1 kg/h avec un dépassement de l'ordre de 11 kg/h autour de la valeur au régime permanent pour un échelon décroissant de puissance de 200 W pour le test METH-1 (figure 3.5(b)).

**Figure 3.4** – Evolution du débit : Test METH-1

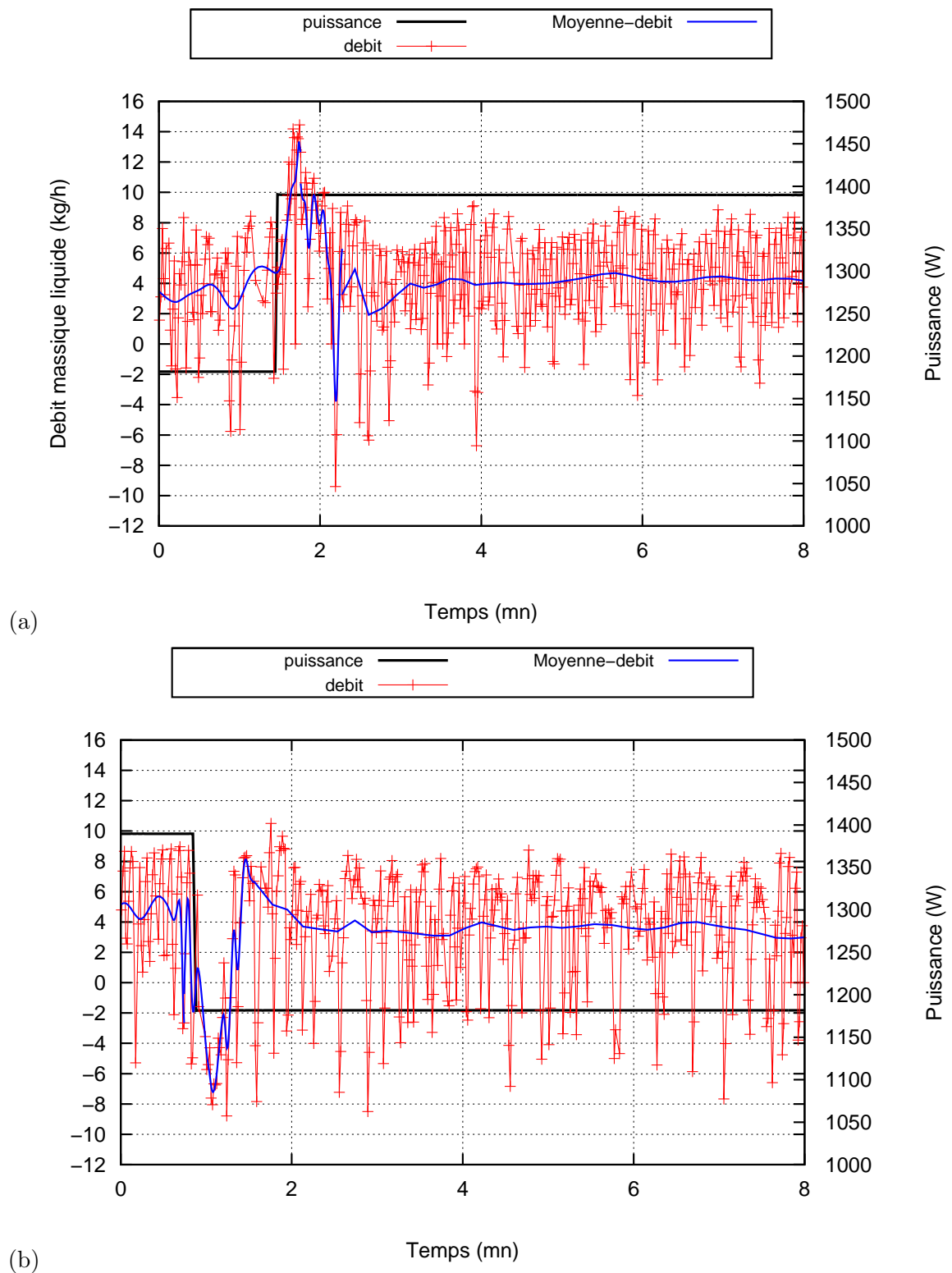


Figure 3.5 – Evolution du débit : (a) Test METH-1(échelon croissant) et (b) Test METH-1(échelon décroissant)

Evolution de la pression

La figure 3.6 présente l'évolution générale de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur (Δp_{ev}), de la conduite vapeur (Δp_{vap}) et du condenseur (Δp_{cond}) dans la boucle pour le méthanol. De la même façon que précédemment les moyennes mobiles sur 10 s (400 points, acquisition à 40 Hz) ont été représentées pour chacun des signaux. Nous retrouvons un fort niveau de fluctuations sur les trois capteurs.

Si l'on s'intéresse aux valeurs moyennes, la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur varie de 1000 Pa à 2000 Pa sur la totalité des tests autour d'une valeur d'environ 7500 Pa. La pression différentielle aux bornes de la conduite vapeur connaît la même amplitude de variation moyenne. Elle reste inférieure à une valeur de 500 Pa au cours du test au méthanol. Elle atteint les 1000 Pa dans le cas de l'éthanol. Au niveau du condenseur, on retrouve que la perte de charge est plus importantes dans le cas de l'éthanol que du méthanol pour une valeur comparable de puissance appliquée. Elle est proche de 1000 Pa pour le test ETH-1 tandis qu'elle est en moyenne négligeable pour le méthanol puisqu'elle reste inférieure à 200 Pa sur l'ensemble du test.

Si l'on regarde de façon spécifique les fluctuations de pression différentielle (dans le cas METH-1), on remarque aux bornes de l'évaporateur que celles-ci atteignent à de nombreuses reprises une valeur supérieure à celle du saut de pression capillaire maximal (13000 Pa dans le cas du méthanol). Les figures 3.7 et 3.8 représentent un aperçu d'une durée de 1 minute, des mesures respectivement obtenues aux bornes du condenseur et de l'évaporateur lors du régime permanent, pour trois valeurs de puissance appliquée (230 W, 1000 W et 1650 W).

Sur la figure 3.7(a), on observe sur la pression différentielle aux bornes du condenseur d'une part des oscillations d'amplitude moyenne d'environ ± 1000 Pa avec une fréquence de l'ordre de 1 Hz et d'autre part, on constate sur des événements plus rares des amplitude bien plus importantes (l'amplitude maximale est environ 8000 Pa). Pour la puissance appliquée de 1000 W, les variations deviennent moins fréquentes et plus amples : on observe sur la figure 3.7(b) des oscillations d'amplitude 2 fois supérieure (environ ± 2000 Pa) avec une fréquence 2 fois inférieure (de l'ordre de 0,5 Hz). Par contre, en augmentant de nouveau la puissance, on constate (figure 3.7(c)) une stabilisation de l'amplitude moyenne de la variation de la perte de charge au condenseur (environ ± 2000 Pa) avec une légère diminution de la fréquence (de l'ordre de 0,4 Hz). Pour ces deux dernières puissances imposées, si l'on exclut un événement d'amplitude 40000 Pa qui se produit une fois à 1000 W, on retrouve que des fluctuations de très forte amplitude (± 10000 Pa) se produisent 1 à 2 fois toutes les 10 secondes.

Si l'on regarde ce que l'on obtient de la même façon aux bornes de l'évaporateur, on peut noter avant tout une fréquence caractéristique commune aux deux pressions différentielles, ce qui témoigne de la corrélation de ces deux signaux. Ensuite, on constate que la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur (figure 3.8(a)), présente des oscillations d'amplitude 10 fois inférieure (200 Pa) à celle observée précédemment aux bornes du condenseur. Les oscillations de forte amplitude observées au niveau du condenseur se répercutent partiellement à l'évaporateur avec une atténuation du même ordre : l'amplitude maximale est de 1000 Pa. Ceci n'est plus systématiquement le cas à 1000 W puisque certaines fluctuations sont au contraire amplifiées d'un ordre 2 (dépassant ainsi à plusieurs reprises le saut de pression capillaire moyen) tandis que d'autres sont atténuées (figure 3.8(b)). Si l'on exclut

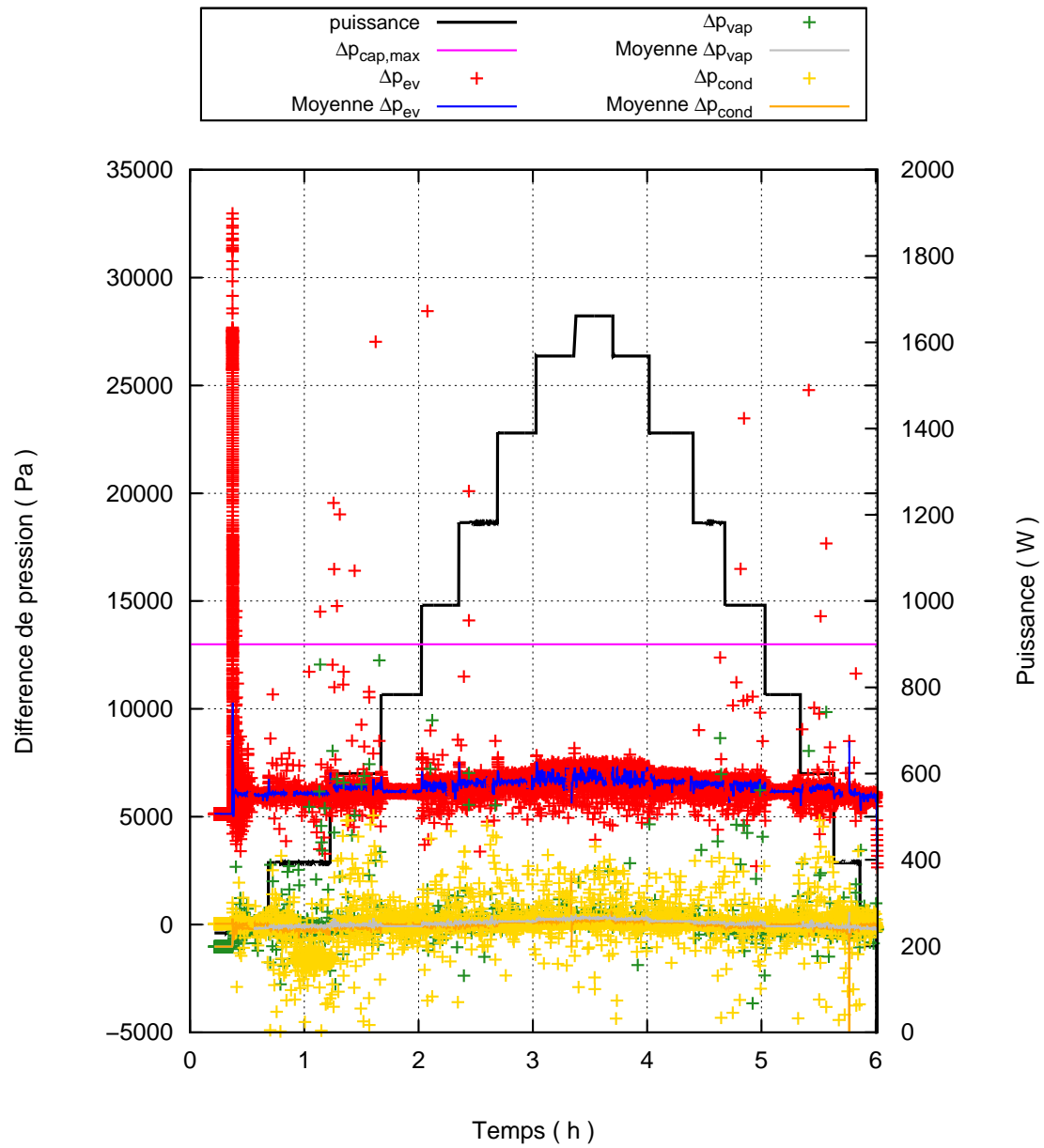


Figure 3.6 – Evolution de la perte de charge : TEST METH-1

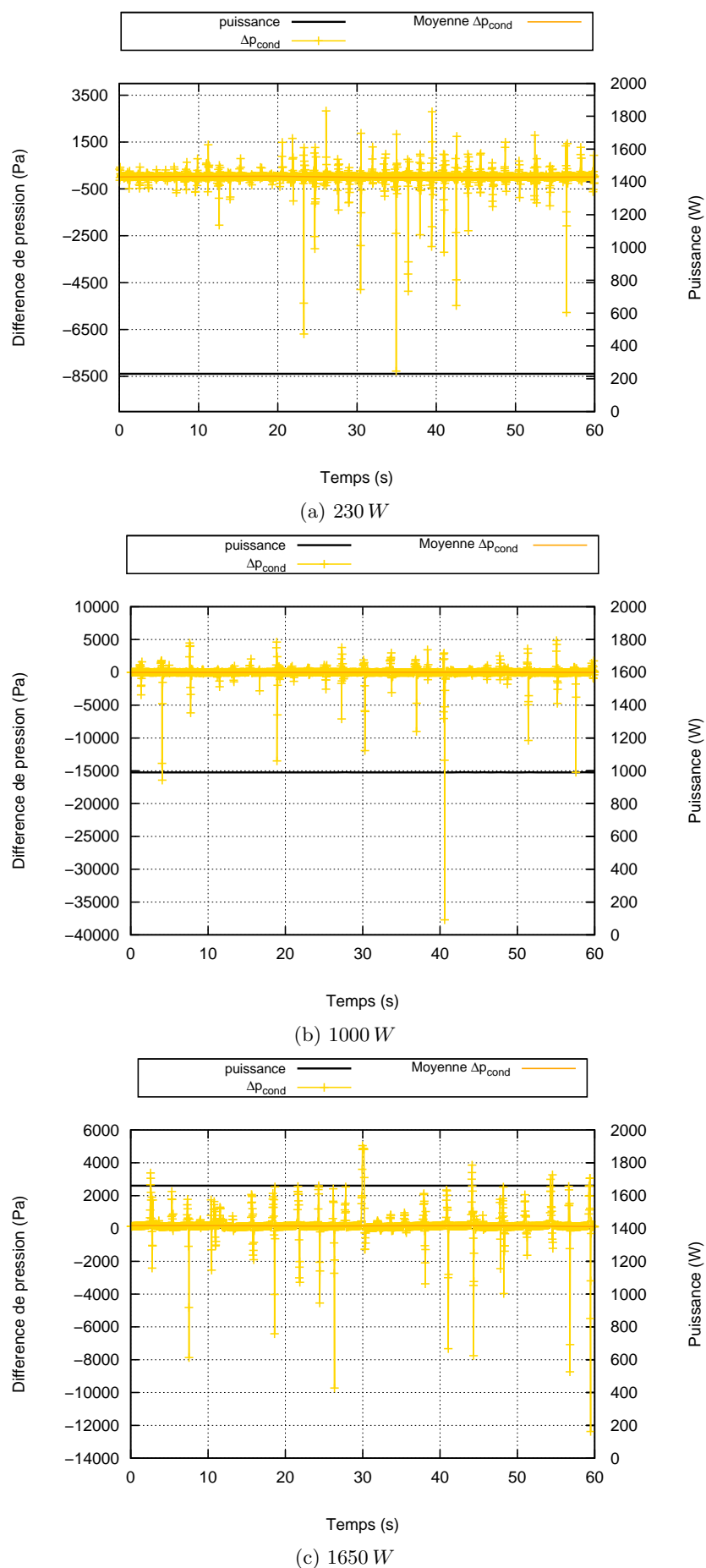


Figure 3.7 – Evolution de la pression différentielle aux bornes du condenseur : TEST METH-1

3.1. PREMIÈRE CAMPAGNE DE MESURE - BOUCLE DANS SA CONFIGURATION INITIALE : ÉTUDE DU COMPORTEMENT GÉNÉRAL

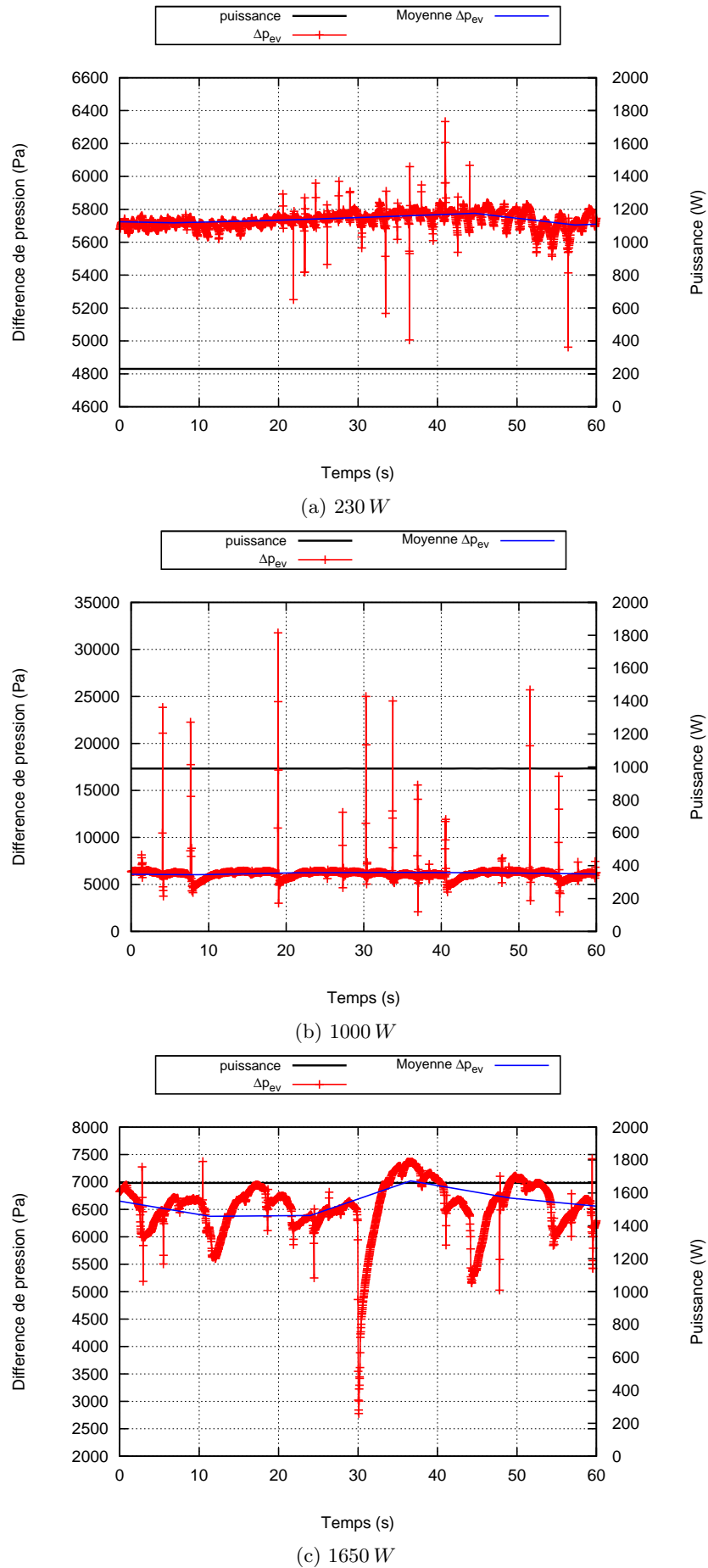


Figure 3.8 – Evolution de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur : TEST METH-1

ces observations de fortes amplitudes, les oscillations observées sur la différence de pression aux bornes de l'évaporateur (figure 3.8(b)) ont une amplitude moyenne de l'ordre de $4000 Pa$ avec l'émergence d'une période de l'ordre de la dizaine de seconde. On retrouve cette tendance de façon encore plus marquée avec la plus haute puissance (figure 3.8(c)) avec une amplitude qui va de $1000 Pa$ à $4000 Pa$ et une fréquence d'environ $0,1 Hz$. Il est intéressant de noter que dans les 3 cas, si l'on regarde les fluctuations de plus faible amplitude, on retrouve la fréquence observée au niveau du condenseur qui semble constituer la pulsation de base de l'ensemble des signaux.

Pendant les phases transitoires, on observe des comportements de type overshoot et undershoot de pression différentielle : aux bornes de l'évaporateur, elle augmente d'environ $100 Pa$ entre les deux régimes permanents ($1200 W$ et $1400 W$) avec un dépassement de près de $900 Pa$ au dessus de la valeur moyenne du régime permanent final dans le cas du test METH-1. On retrouve le même ordre de grandeur des variations pour un échelon décroissant de puissance de $200 W$. Une caractérisation plus détaillée est faite dans la partie 3.2

3.1.3 Caractérisation du régime de condensation

Les figures 3.9((a) à (h)) présentent des images du régime d'écoulement dans le condenseur. Grâce à une caméra rapide, réglée à une vitesse d'acquisition de 2000 images/seconde, nous avons filmé et visualisé le processus de condensation. Le régime de condensation correspond à celui d'un écoulement stratifié lisse (figure 3.9(g)). Cependant, la fin de la zone diphasique connaît un régime intermittent avec afflux et reflux périodique du liquide.

De la figure 3.9(e) à 3.9(g), nous observons la phase du retour du liquide qui vient bloquer l'évacuation de la vapeur en entrée du condenseur et augmente la pression de la vapeur (figure 3.9(a)). Il s'ensuit un refoulement du liquide (figure 3.9(b) à figure 3.9(e)) qui fait chuter la pression en entrée du condenseur. Et à nouveau le retour du liquide (figure 3.9(h)) qui vient reboucher l'entrée du condenseur. La durée de chaque phase se décompose de la manière suivante (figure 3.10(a)) :

- ◇ le point ① représente alors la compression du liquide avec la paroi du condenseur en entrée qui correspond sur la figure 3.10 (a et b) au pic de pression ;
- ◇ le passage du point ① au point ② dure environ $70 ms$. Le point ② correspond au début du refoulement (diminution de la pression) du liquide. Cette phase de refoulement qu'on observe du point ② au point ③ dure environ $0,3 s$;
- ◇ la phase du retour du liquide qui commence du point ③ au point ④ dure environ $1,62 s$. Ensuite le cycle précédent recommence au point ④.

3.1.4 Caractérisation du démarrage

Evolution générale des températures

Si l'on regarde la phase de démarrage, la température moyenne de la paroi de l'évaporateur augmente progressivement jusqu'au démarrage de l'écoulement qui se produit $10 min$ après application de la charge thermique pour le méthanol (figure 3.11). On observe une surchauffe par rapport à la température de saturation d'environ $10^{\circ}C$ avant le déclenchement de la vaporisation. On retrouve un comportement identique et des niveaux de surchauffe équivalents dans le cas de l'éthanol. La température de

3.1. PREMIÈRE CAMPAGNE DE MESURE - BOUCLE DANS SA CONFIGURATION INITIALE : ÉTUDE DU COMPORTEMENT GÉNÉRAL

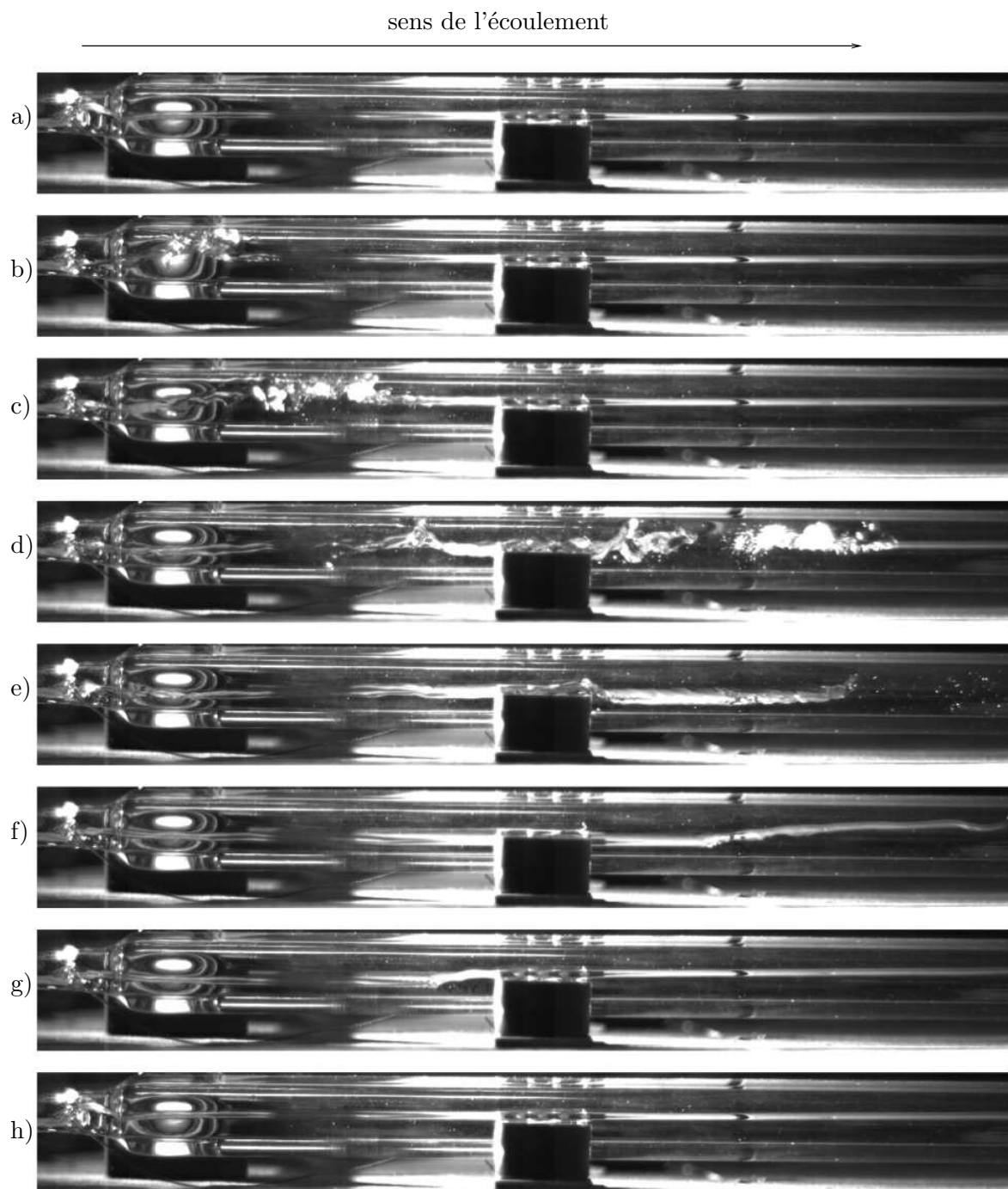
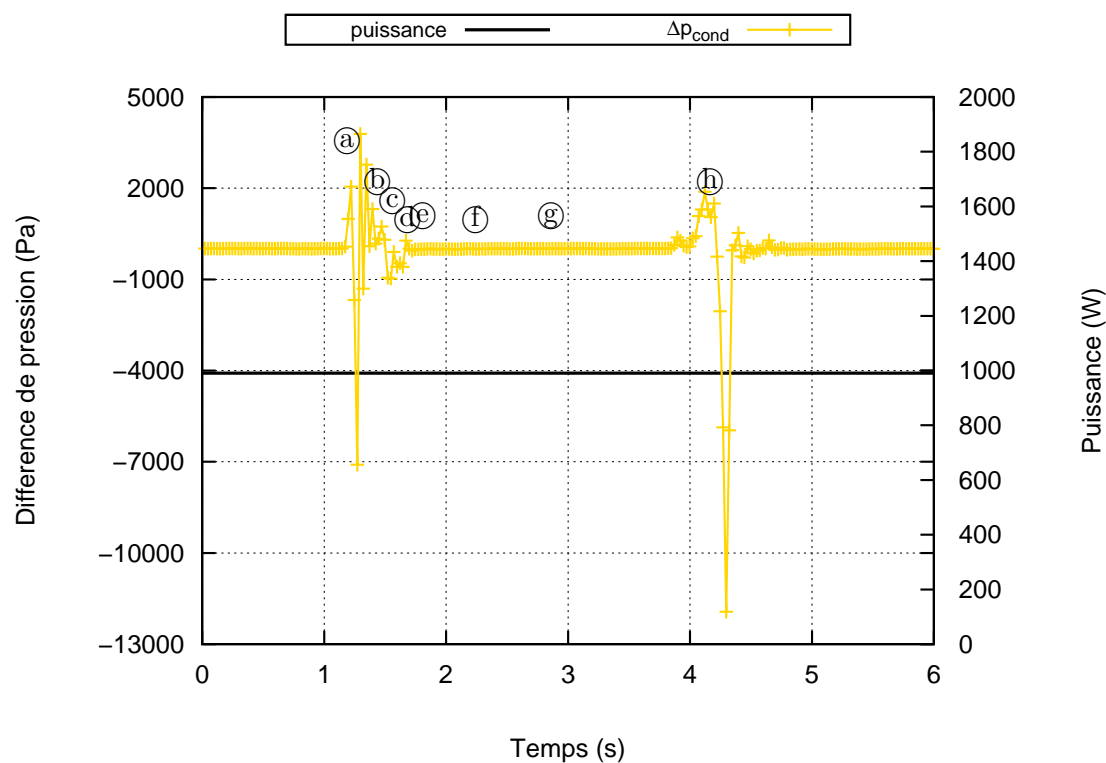
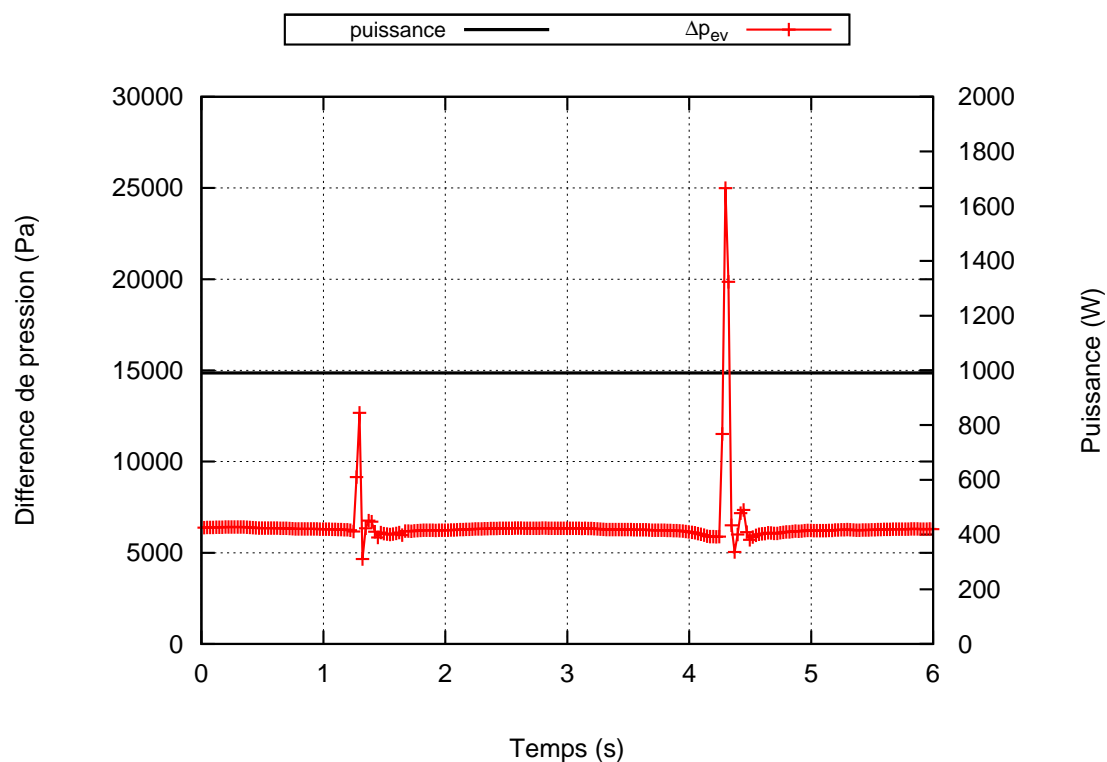


Figure 3.9 – Evolution du front de condensation : TEST METH-1 (puissance appliquée : 1000 W)



(a) Evolution de la pression différentielle aux bornes du condenseur



(b) Evolution de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur

Figure 3.10 – Evolution de la perte de charge : TEST METH-1 (puissance appliquée : 1000 W)

3.1. PREMIÈRE CAMPAGNE DE MESURE - BOUCLE DANS SA CONFIGURATION INITIALE : ÉTUDE DU COMPORTEMENT GÉNÉRAL

saturation dans le réservoir n'est pas significativement impactée par le démarrage. Il ne se passe rien 2 min après le démarrage au niveau du condenseur : le front de vapeur n'est pas encore arrivé en entrée du condenseur. Les températures à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur augmentent régulièrement jusqu'au démarrage, suivant en cela l'augmentation de la température de la paroi de l'évaporateur qui subit la charge thermique. Par contre, le démarrage se traduit par une augmentation momentanée de la température en entrée de l'évaporateur : ceci s'explique par une éventuelle remontée des bulles de vapeur vers le réservoir.

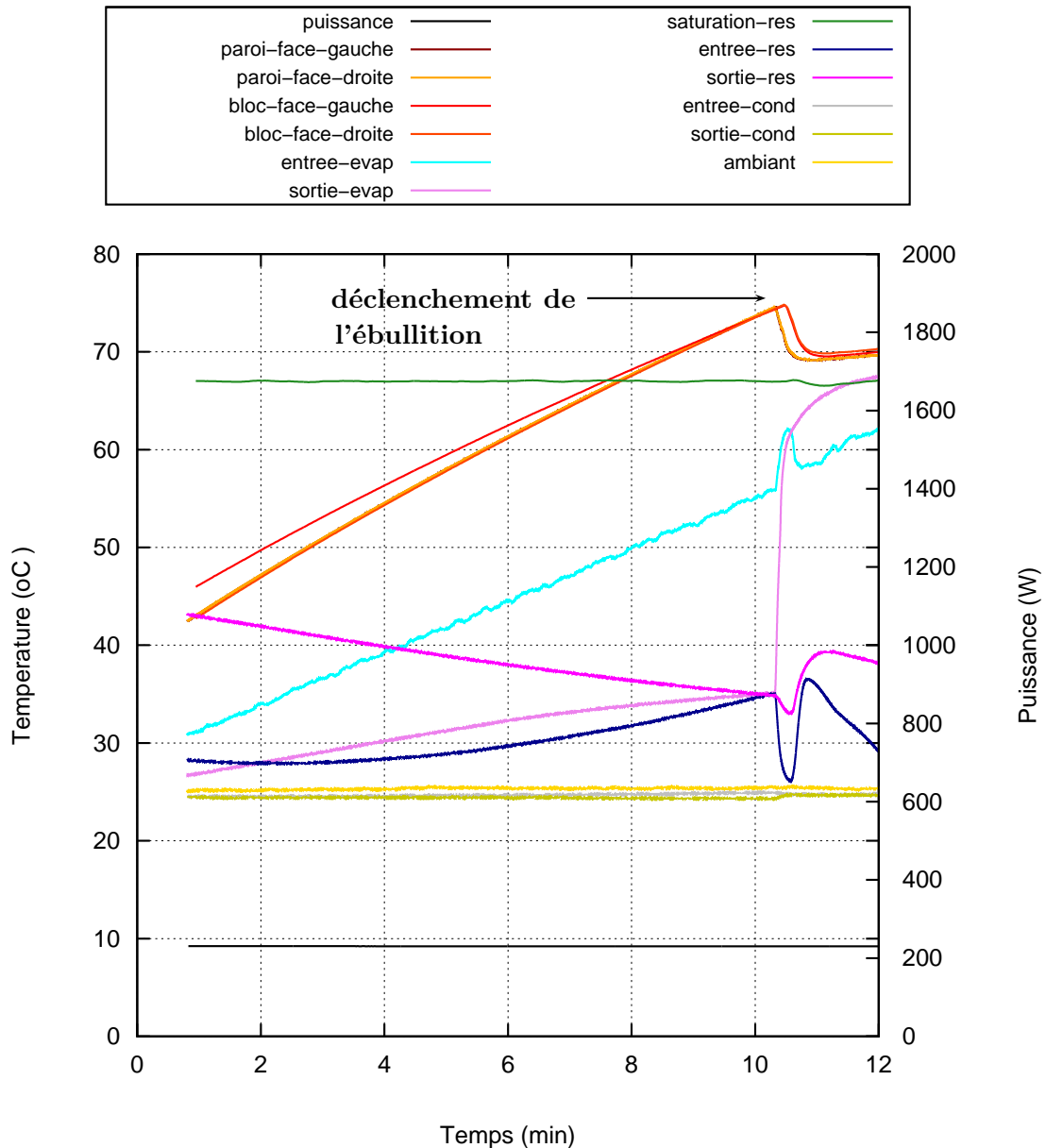


Figure 3.11 – Evolution des températures moyennes en différentes positions de la boucle : Test METH-1

Evolution du débit

Concernant le démarrage, le début de la vaporisation est marqué par la génération d'un débit très important (figure 3.12(a)). Dans le cas du test METH-1, le premier pic de débit atteint 70 kg/h soit environ 30 fois la valeur du débit nominal dans la boucle (le débit diminue ensuite de nouveau du fait de la condensation dans la conduite vapeur). Ce fort débit a pour conséquence l'arrivée d'une quantité importante de liquide froid dans le réservoir (températures entrée/sortie du réservoir sur la figure 3.11) mais comme nous l'avons observé précédemment, la température de saturation dans le réservoir reste faiblement impactée par ce transitoire. Suite à ce pic initial de débit, l'écoulement de liquide connaît une courte phase d'inversion que l'on peut attribuer à des effets d'inertie. Le régime nominal d'écoulement s'installe par la suite, suivant la progression de la vapeur dans la conduite vapeur jusqu'au condenseur.

Evolution de la pression

Si l'on observe ces mesures au démarrage (figure 3.12(b)), on peut constater que comme pour le débit massique, le début de la vaporisation est marqué par une variation de pression différentielle très importante principalement aux bornes de l'évaporateur : dans le cas du test METH-1, le premier pic de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur atteint 34000 Pa soit environ 2 fois le saut de pression capillaire maximal (13000 Pa).

3.1.5 Caractérisation des performances moyennes de la boucle en fonction de la puissance

Hétérogénéité des températures de paroi de l'évaporateur

Les mesures de température de paroi de l'évaporateur sont présentées sur la figure 3.13. La variation maximale de la température de la paroi de l'évaporateur est de $2,5\text{ K}$ pour une puissance appliquée à l'évaporateur comprise entre $[200 - 1700]\text{ W}$. Ceci montre la faible hétérogénéité de la température de la paroi de l'évaporateur. Les 4 mesures de température T_p indiquées sur la figure 3.13 schématisent les quatre thermocouples placés sur chacune des 8 zones de la surface de l'évaporateur. Les différents points représentent les 32 points de mesure de la surface de l'évaporateur. Ce qui compte ici, ce n'est pas la position précise de chacun des thermocouples mais de constater l'hétérogénéité des températures de paroi de l'évaporateur.

Conductances à l'évaporateur

L'usage est de caractériser les capacités de transferts thermiques de l'évaporateur par la conductance définie d'après la formule (3.1).

$$G_v^{res} = \frac{\dot{Q}_{inj}}{(\bar{T}_p - T_{res})} = \frac{\dot{Q} - \dot{Q}_{pertes}}{(\bar{T}_p - T_{res})} \quad \text{avec} \quad \bar{T}_p = \frac{1}{32} \sum_{j=1}^{32} T_p^j \quad (3.1)$$

T_{res} est la température de saturation dans le réservoir, \dot{Q} est la puissance appliquée au niveau des cartouches et \dot{Q}_{pertes} représente les pertes de puissance avec le milieu ambiant. La température de référence étant T_{res} , il est difficile de corréler le paramètre G_v^{res} à des processus physiques au sein de l'évaporateur et il faut simplement

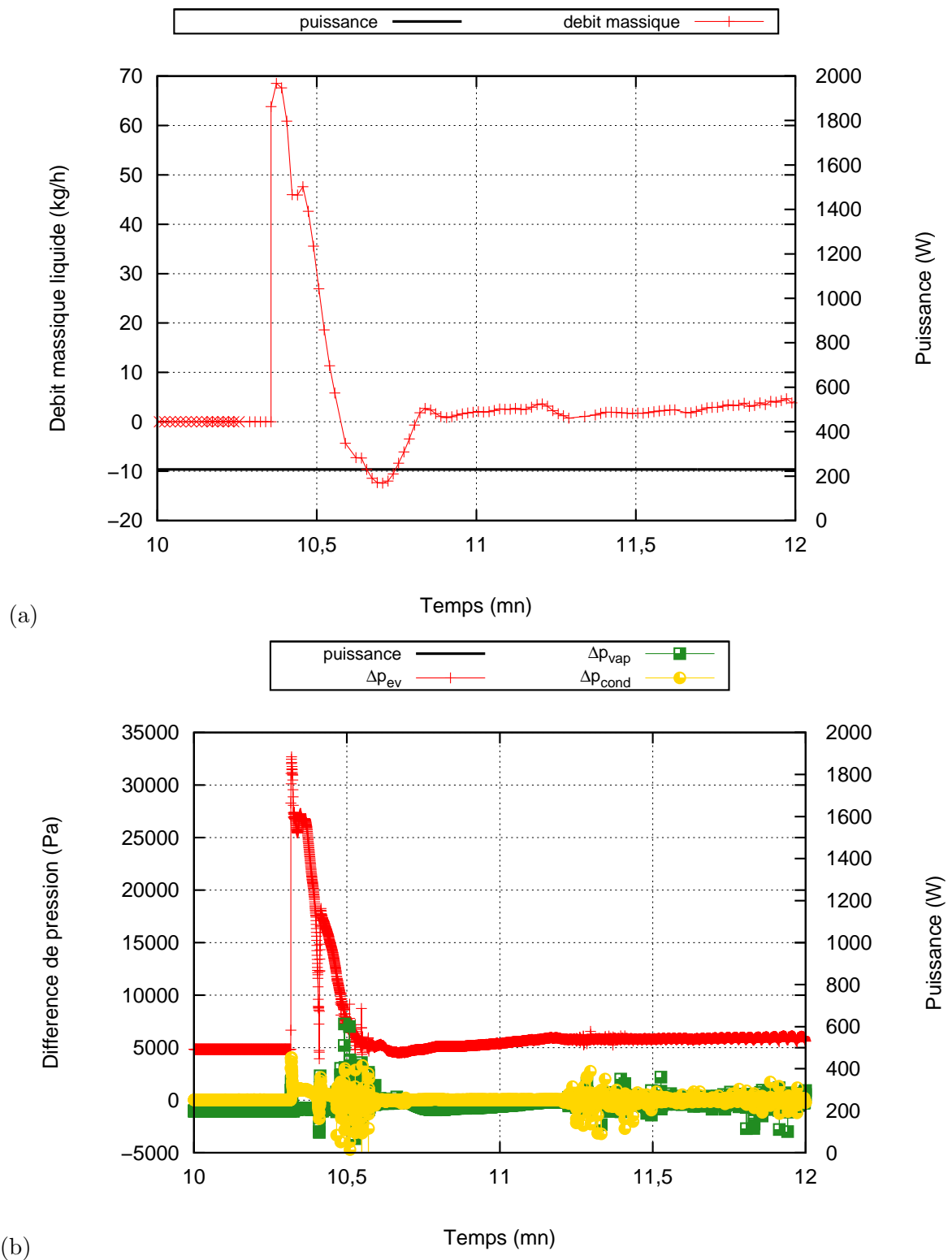


Figure 3.12 – TEST METH-1 : (a) Evolution du débit et (b) Evolution de la perte de charge

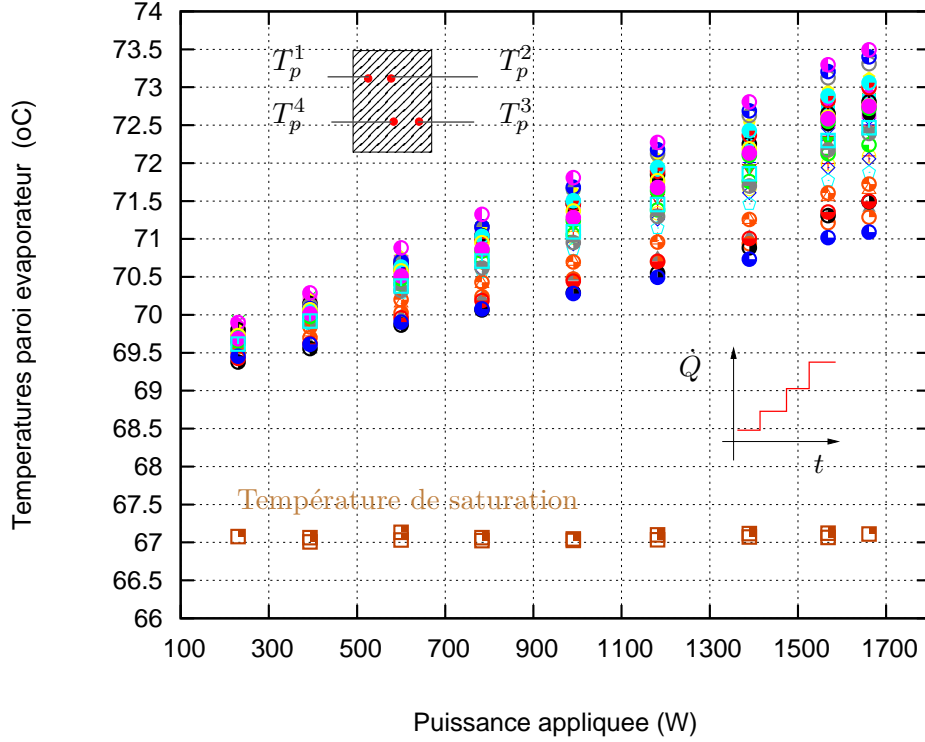


Figure 3.13 – Evolution des températures de la paroi de l'évaporateur avec la puissance : TEST METH-1

voir G_v^{res} comme une façon de mesurer un niveau de transfert de chaleur rapporté à l'écart de température $(\bar{T}_p - T_{res})$.

La valeur de $\dot{Q}_{pertes} = f(\bar{T}_p - T_{amb})$ a été identifiée expérimentalement par un test à vide : la boucle étant sous vide primaire, on cherche la puissance qu'il faut appliquer à l'évaporateur pour obtenir un jeu de température de paroi d'évaporateur $[50^\circ C, 65^\circ C, 70^\circ C, 78^\circ C, 86^\circ C]$.

Une fois le remplissage du fluide frigorigène, à partir des valeurs moyennes de débit, on peut alors vérifier $\dot{Q} - \dot{Q}_{pertes}$ est bien le flux injecté dans la boucle \dot{Q}_{inj} . En effet, le bilan d'énergie au régime stationnaire sur l'évaporateur implique que :

$$\dot{Q} - \dot{Q}_{pertes} + \underbrace{\dot{m}(\Delta H_v + C_{pl}(T_{sortie,evap} - T_{sortie,res}))}_{\dot{Q}_{inj}} = 0 \quad (3.2)$$

Ici, on n'a pas pris l'écart de température $\Delta T = T_{sortie,evap} - T_{entrée,evap}$ car, une partie du flux appliqué à l'évaporateur (flux parasite) vient chauffer par conduction longitudinale l'entrée de l'évaporateur. Toutefois, le terme $\dot{m}C_{pl}(T_{sortie,evap} - T_{sortie,res})$ ne représente que 5 % par rapport au terme $\dot{m}\Delta H_v$.

La figure 3.14 démontre qu'à partir des mesures, on vérifie bien la conservation de l'énergie sur l'évaporateur.

L'évolution de G_v^{res} en fonction de la puissance est représentée sur la figure 3.15. On peut remarquer une augmentation de la conductance avec la puissance appliquée. L'allure générale de cette courbe est en adéquation avec les données du fabricant (EHP).

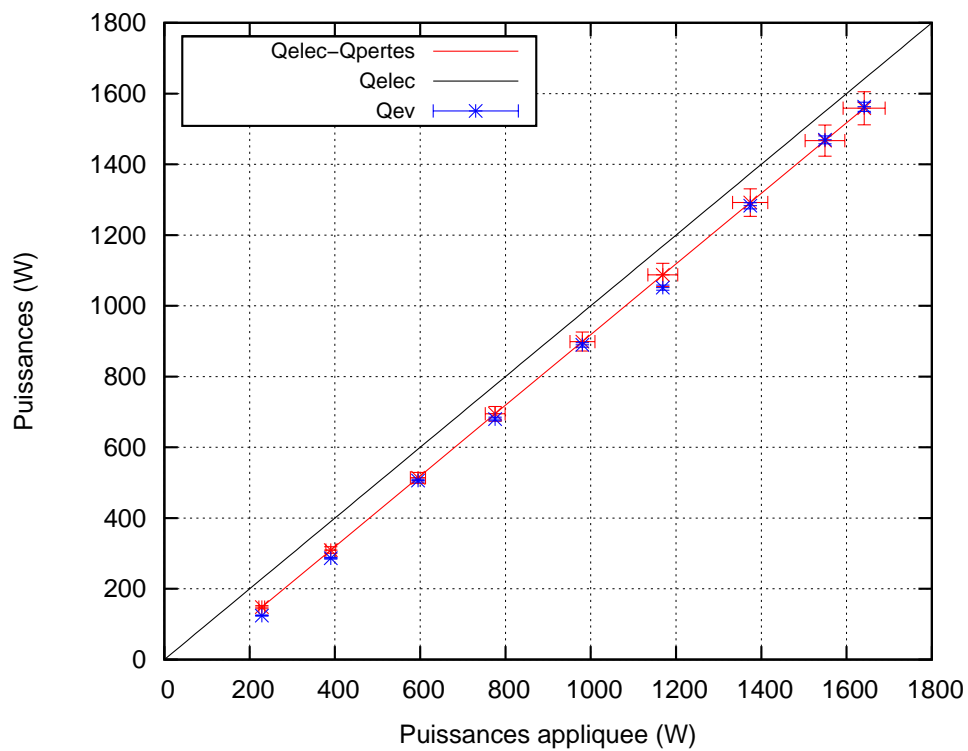


Figure 3.14 – Bilan de puissances sur l'évaporateur

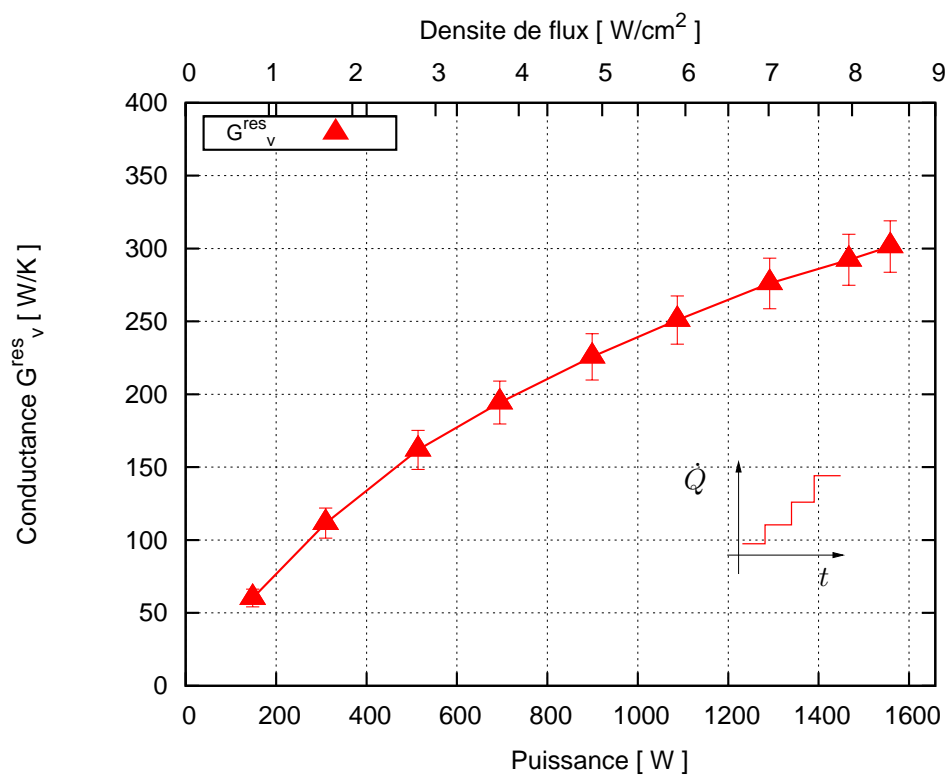


Figure 3.15 – Conductance G_v^{res} : TEST METH-1

Pour mieux illustrer les performances de l'évaporateur, on peut traduire cette conductance en coefficient de transfert thermique h_{ev} .

$$h_{ev} = \frac{G_v^{res}}{S_{ev}} \quad (3.3)$$

S_{ev} représente la surface d'échange totale de l'évaporateur. La figure 3.16 représente ce coefficient d'échange en fonction de la puissance appliquée à l'évaporateur. Les fortes valeurs du coefficient de transfert thermique (h_{ev}) confirment les bonnes performances de l'évaporateur.

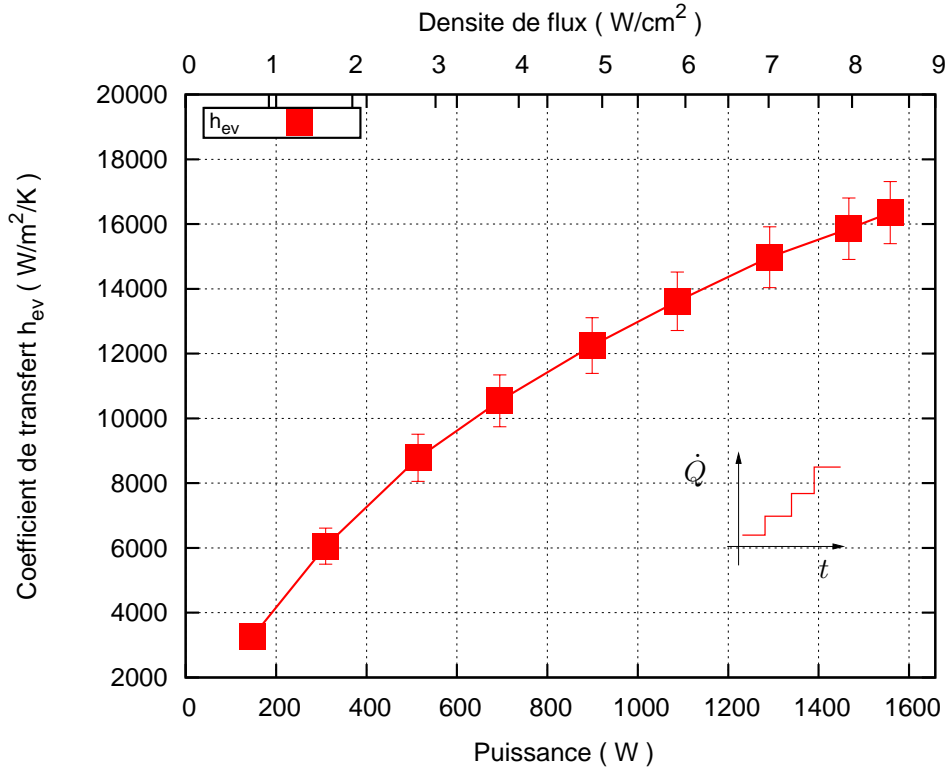


Figure 3.16 – Coefficient de transfert thermique h_{ev} : TEST METH-1

Répartition de la perte de charge

La figure 3.17 présente la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur, de la conduite vapeur et du condenseur en fonction la puissance appliquée dans la boucle en tenant compte de la gravité pour le test au méthanol. La variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de 500 Pa autour d'une valeur moyenne d'environ 6000 Pa sur toute la gamme de puissance. La perte de charge aux bornes de la conduite vapeur connaît la même variation autour d'une valeur moyenne d'environ 500 Pa. La perte de charge au condenseur ne dépassent jamais la centaine de pascals. Pour la perte de charge dans la conduite liquide qui s'écrit comme la différence entre la perte de charge aux bornes de l'évaporateur et le reste de la perte de charge dans la boucle (condenseur et conduite vapeur) reste quasiment constante autour de la valeur d'environ 7500 Pa. On constate que la perte de charge dans la conduite liquide est majoritaire et ce, du fait du terme gravitaire.

Si l'on s'intéresse à la répartition de la perte de charge liée uniquement à l'écoulement (figure 3.18), on s'aperçoit que, jusqu'à une puissance appliquée d'environ 800 W, la majeure partie de la perte de charge dans la boucle est générée dans la conduite liquide. Le passage de la figure 3.17 à la figure 3.18 se fait en retranchant la valeur de la perte de charge gravitaire ($\Delta p_g \approx 5000 \text{ Pa}$). L'écart entre la perte de charge aux bornes de l'évaporateur et celle dans la conduite liquide est de l'ordre de 500 Pa. Pour la perte de charge à l'évaporateur, si l'on exclut le régime de puissance appliquée d'environ 800 W, l'évolution de cette perte de charge suit une loi linéairement croissante tandis que la perte de charge dans la conduite vapeur suit une loi polynomiale d'ordre 2. Les expressions mathématiques de ces lois sont les suivantes :

$$\Delta p_{ev}(\dot{Q}_{inj}) = K_1 \times \dot{Q}_{inj} \quad \text{avec} \quad K_1 = 0,55 \quad (3.4)$$

$$\Delta p_{vap}(\dot{Q}_{inj}) = A_1 \times \dot{Q}_{inj}^2 + A_2 \times \dot{Q}_{inj} \quad \text{avec} \quad A_1 = 0,00015 \quad \text{et} \quad A_2 = -0,083 \quad (3.5)$$

Le régime particulier observé à la puissance d'environ 800 W s'explique par l'absence des fluctuations liées à l'instabilité du positionnement du front de condensation dans le condenseur (figure 3.4(a) et figure 3.6(a)). Comme, les fluctuations engendrent un niveau de perte charge supplémentaire, ce régime se trouve décalé des régimes connaissant des fluctuations.

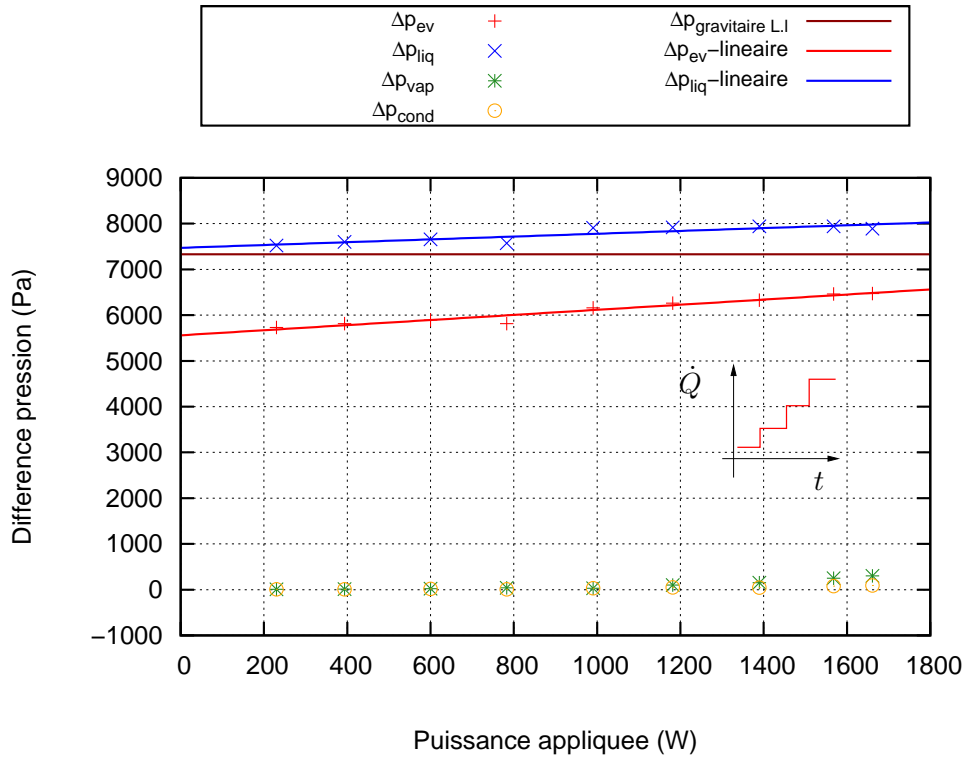


Figure 3.17 – Evolution de la perte de charge avec la puissances : TEST METH-1

Longueur diphasique et coefficient d'échange global dans le condenseur

La figure 3.19 représente l'évolution de la longueur diphasique moyenne avec la puissance appliquée. On constate une évolution monotone croissante de la longueur

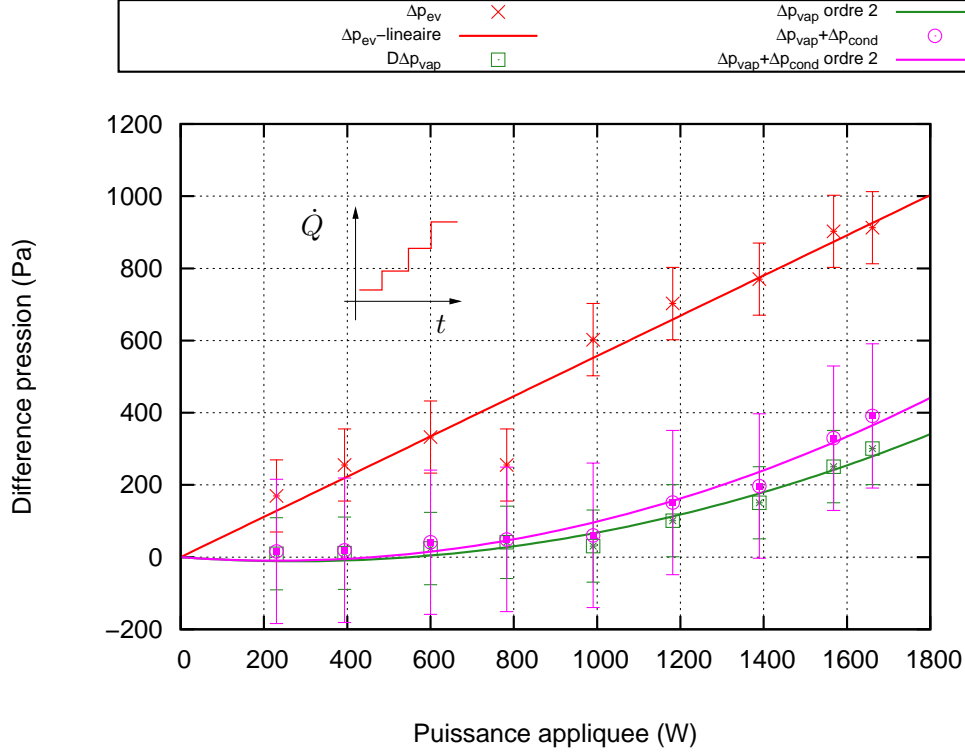


Figure 3.18 – Evolution de la perte de charge sans terme gravitaire avec la puissances : TEST METH-1

diphase avec une variation de l'ordre de 3 m de longueur sur toute la gamme de puissance.

La figure 3.20 représente l'évolution du coefficient d'échange global avec la puissance appliquée. Ce coefficient d'échange est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$h_{2\varphi} = \frac{\dot{Q}_{inj} - \dot{Q}_{amb} - \dot{m}C_{pl}(T_{sortie, evap} - T_{sortie, res})}{L_{2\varphi, c}\pi D_c(T_{entrée, cond} - T_{sf})} \quad (3.6)$$

\dot{Q}_{amb} correspond aux pertes en flux à l'ambient au niveau de la conduite vapeur. Ce flux est évalué expérimentalement en repérant la puissance telle que la condensation soit totale juste à l'entrée du condenseur environ 200 W. On suppose ensuite que ce flux est constant ($T_{res} = C^{te}$). $L_{2\varphi, c}$ représente la longueur de la zone de condensation et T_{sf} la température de la source froide.

On observe sur la figure 3.20 une diminution du coefficient d'échange global de l'ordre de 250 W/m²/K jusqu'à 800 W ensuite une stabilisation autour 250 W/m²/K.

3.2 Deuxième campagne de mesure - boucle dans sa configuration initiale : étude des transitoires

- ◇ METH-2 : cet essai consiste en une succession de paliers de puissance croissants et décroissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. Le démarrage est réalisé avec une puissance $Q_0 = 230$ W, puis l'augmentation de la puissance se fait par incrément de $Q_0 + \Delta Q$. Après l'obtention du régime permanent, on revient à la

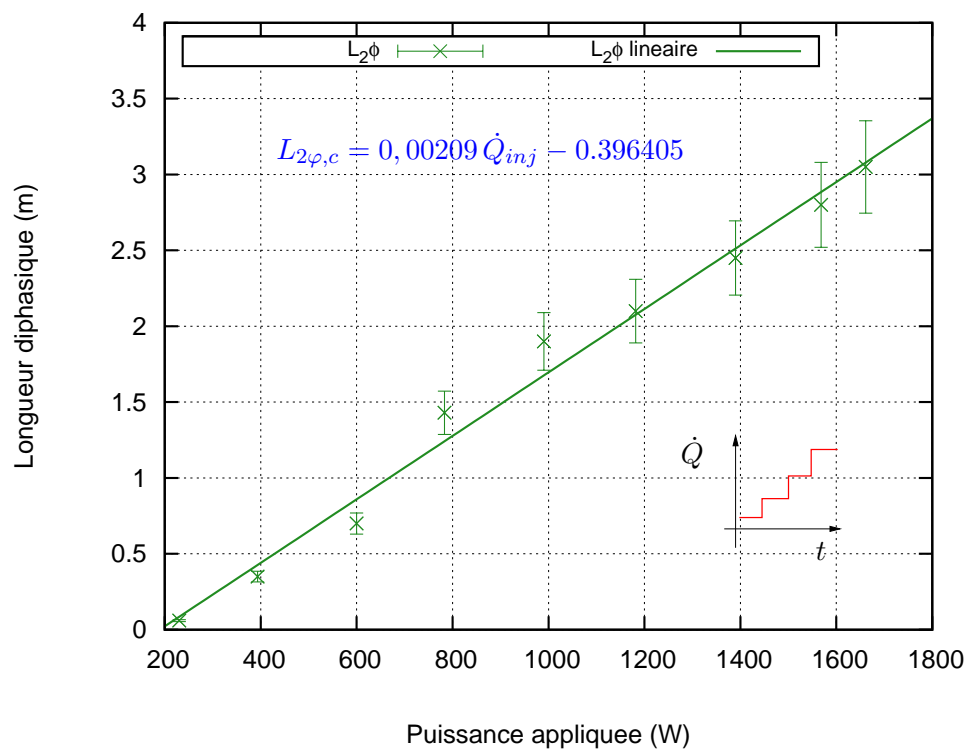


Figure 3.19 – Longueur diphase dans le condenseur $L_{2\phi}$: TEST METH-1

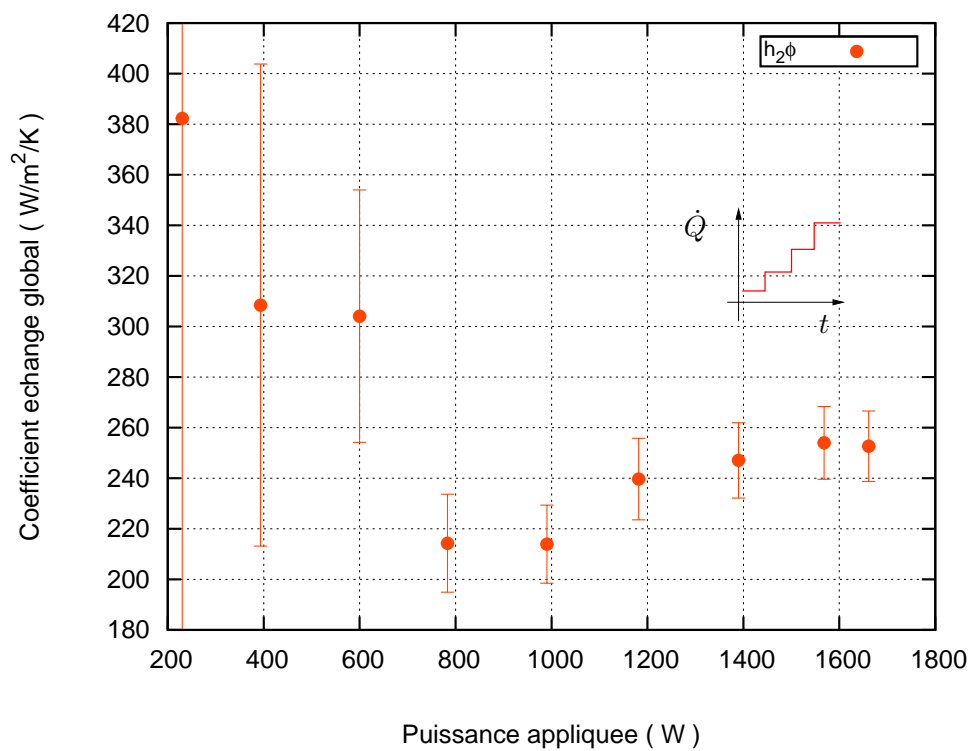


Figure 3.20 – Coefficient d'échange global dans le condenseur $h_{2\phi}$: TEST METH-1

puissance initiale (échelon de $Q_0 - \Delta Q$). L'amplitude de l'échelon est croissante et multiple de 200 W : $\Delta Q \in [+200\text{ W}, +400\text{ W}, \text{etc}]$.

- ◇ METH-3 : identique au test METH-2 sauf que l'écoulement dans la conduite liquide est dévié pour ne plus passer dans le débitmètre massique de façon à limiter la perte de charge dans la conduite liquide lors des transitoires.

3.2.1 Comportement général

Un exemple de comportement général est donné sur la figure 3.21. Dans cette boucle, la réponse à un échelon de puissance se caractérise avant tout par :

- ◇ une phase de redistribution du liquide entre le condenseur et le réservoir. Dans le cas d'une augmentation de puissance, la vapeur générée entraîne une expulsion de liquide du condenseur vers le réservoir. On observe alors un "overshoot" de débit dans la ligne liquide (figure 3.21(a)) et par voie de conséquence, un pic de pression différentielle aux bornes de l'évaporateur (figure 3.21(b)). Cette phase dure ici environ 1 min . Dans le cas d'un échelon où la puissance diminue, à la chute du débit vaporisé se superpose une inversion du débit liquide caractéristique des effets gravitaires dû à la position haute du réservoir par rapport au condenseur. Cette phase de redistribution de phase dure environ 2 min .
- ◇ une phase plus longue d'installation du régime thermique principalement associé au réservoir. Dans le cas METH-2, cela se traduit par un comportement d'oscillation amortie de la température de saturation (figure 3.21(c)). Ceci n'est plus vrai dans le cas de la deuxième série de mesure (METH-3), où la phase thermique correspond essentiellement à une évolution des températures d'entrée/sortie du réservoir (figure 3.21(e)).

Si l'on regarde la température de paroi de l'évaporateur figure 3.21(c) et figure 3.21(d), on retrouve les deux effets : l'effet de la phase hydraulique dans les premiers temps avec un "overshoot/undershoot" de l'écart de température entre la paroi et le réservoir à laquelle se superpose la dynamique du réservoir dans le cas METH-2 uniquement.

3.2.2 Dépendance à l'amplitude de l'échelon de puissance

Les figures 3.36 et 3.37 représentent l'évolution temporelle des températures en divers points de la boucle pour chacun des deux tests. L'évolution temporelle du débit massique dans la conduite liquide est représentée sur la figure 3.24. L'évolution temporelle de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur pour chacun de deux tests est représenté sur la figure 3.25 et 3.26.

Pour METH-2, le palier de l'amplitude de l'échelon de puissance maximale de décrochage est de l'ordre 1400 W . Pour METH-3, il est à environ 1600 W . On constate donc que la façon dont on applique la puissance à l'évaporateur, peut se traduire par une limitation des performances de la boucle étudiée puisque l'on atteint 1700 W par échelon de 200 W et qu'on reste limité à une amplitude de $+1000\text{ W}$.

Comportement du réservoir

Sur la figure 3.22, on constate que la variation de la température du réservoir est non significative pour les sauts de puissance d'amplitude inférieure à 400 W . En

3.2. DEUXIÈME CAMPAGNE DE MESURE - BOUCLE DANS SA CONFIGURATION INITIALE : ÉTUDE DES TRANSITOIRES

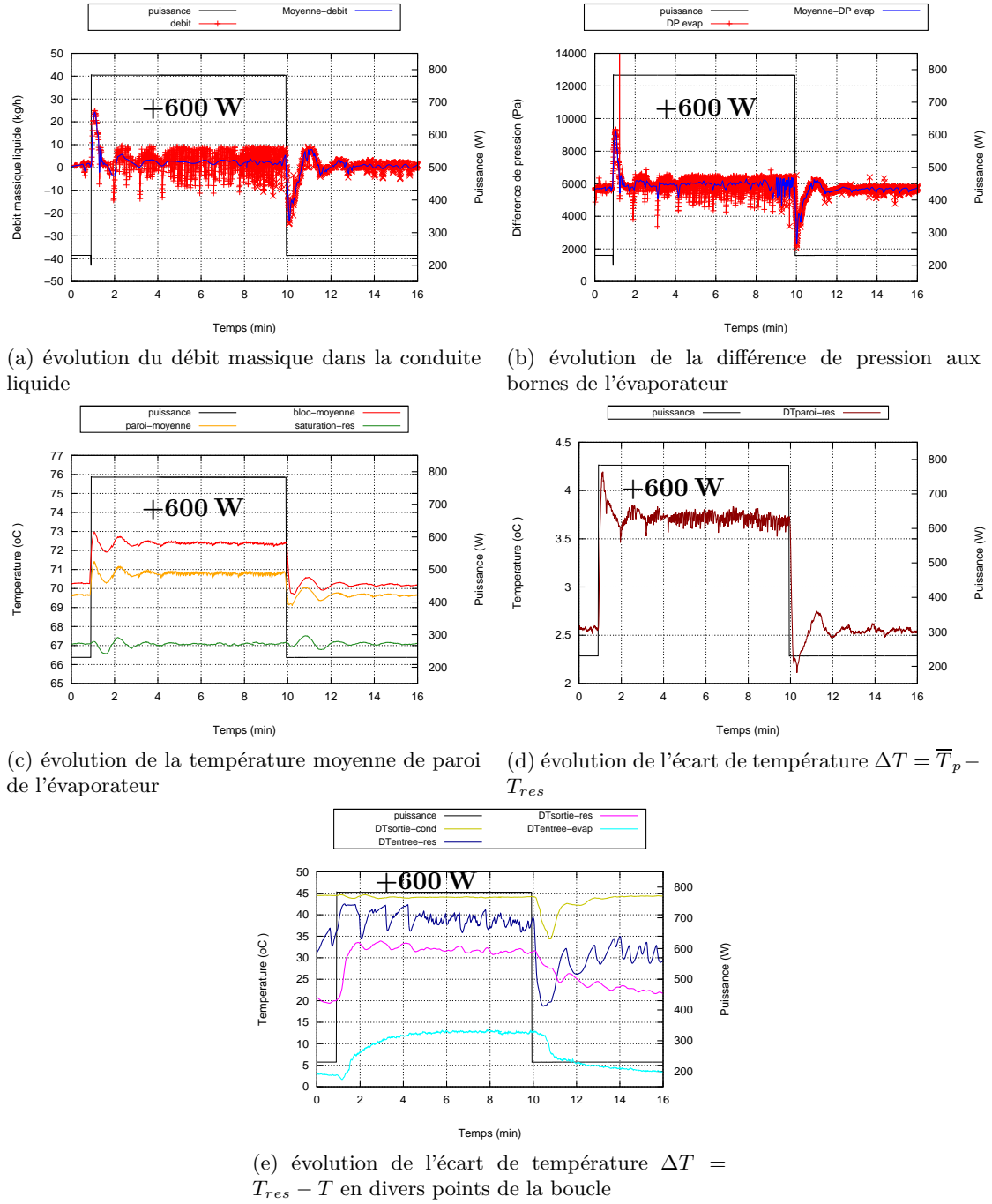


Figure 3.21 – Echelon à +600 W : Test METH-2

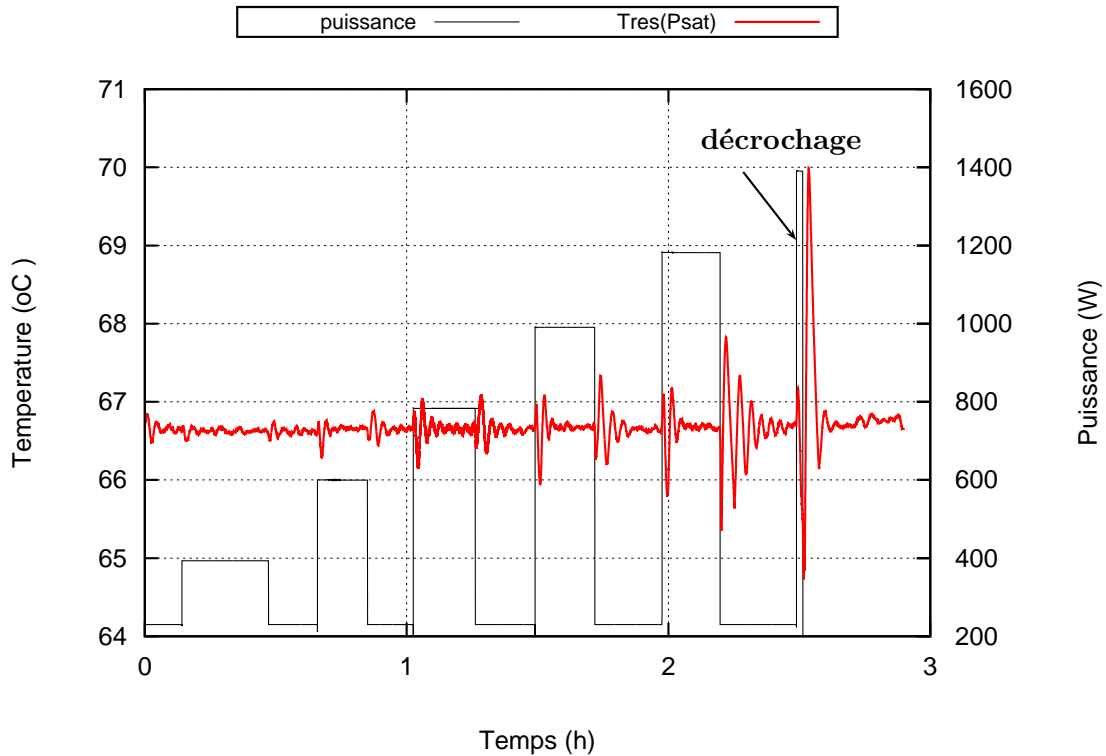


Figure 3.22 – Contrôle de la température du réservoir : Test METH-2

revanche à partir de plus de 600 W, on observe l'apparition d'oscillations amorties avec une variation des premiers dépassements (le plus important) comprise entre 0,4 et 1,5 K et des temps de relaxation compris entre 0,5 et 4 min pour un échelon de puissance croissant. Pour les échelons de puissance décroissants, l'amplitude des premiers dépassements est sensiblement plus importante (jusqu'à 2 fois) et les temps de relaxation sont aussi plus longs. Il est à noter que ce comportement oscillatoire est dû à l'inertie du système de régulation qui n'est pas assez réactif lors des forts transitoires de flux. La dissymétrie de comportement entre les échelons montant et descendant provient aussi des effets de remplissage/vidange du réservoir qui modifient l'échange avec le liquide en partie basse du réservoir. Cet effet initial de modification de la température de saturation dans le réservoir couplé au régulateur PID aboutit dans ce test METH-2 à ce comportement oscillatoire.

Ce n'est plus du tout le cas dans le test METH-3. En effet, sur la figure 3.23, on remarque qu'en supprimant l'écoulement dans le débitmètre massique, les oscillations disparaissent complètement. Néanmoins, on retrouve une sensibilité du réservoir à la phase de remplissage/vidange qui se traduit par une variation de la température du réservoir au delà du degré pour des échelons d'amplitudes supérieures à 1200 W.

Evolution du débit

Pour quantifier la dépendance à l'amplitude de l'échelon de puissance lors des transitoires, nous avons relevé lors de la phase transitoire l'amplitude du dépassement ("overshoot" et "undershoot") par rapport à la valeur finale soit $\dot{m}_{max} - \dot{m}_f$. La figure 3.27 représente la variation de ce dépassement avec l'amplitude de l'échelon appliqué. On constate que les deux grandeurs sont globalement directement propor-

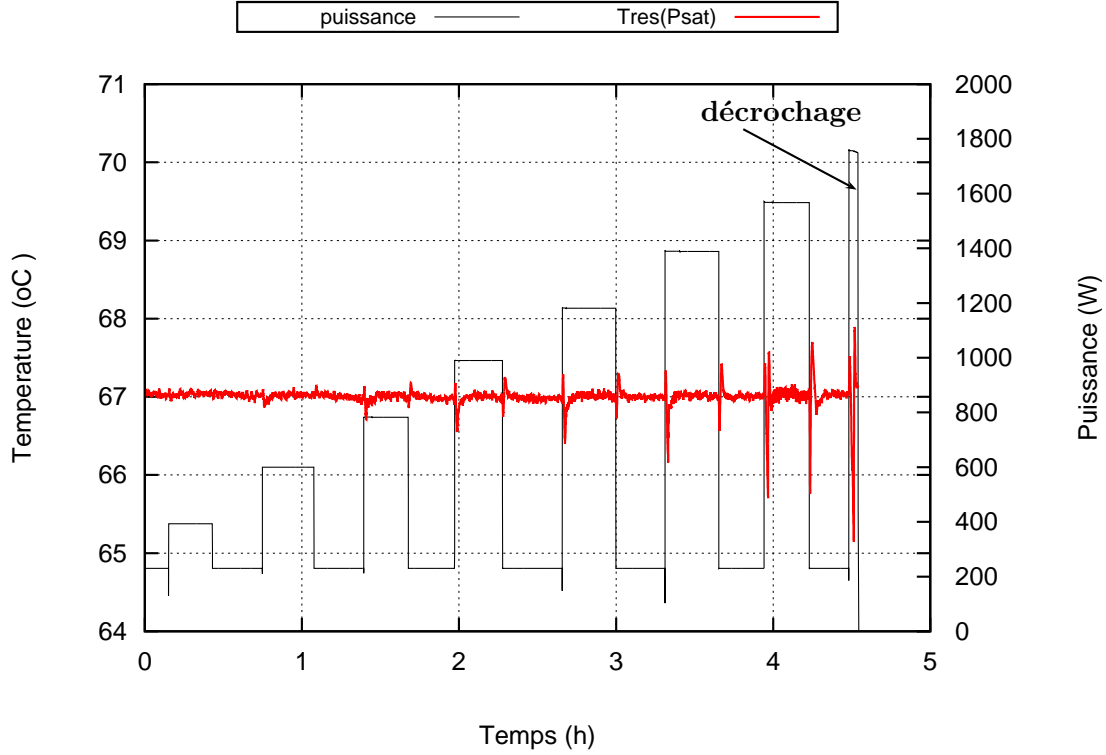


Figure 3.23 – Contrôle de la température du réservoir : Test METH-3

tionnelles. Sur la figure 3.28, on s'intéresse maintenant au rapport entre l'amplitude des dépassements relevée précédemment à celle correspondant aux deux régimes permanents avant et après l'échelon soit :

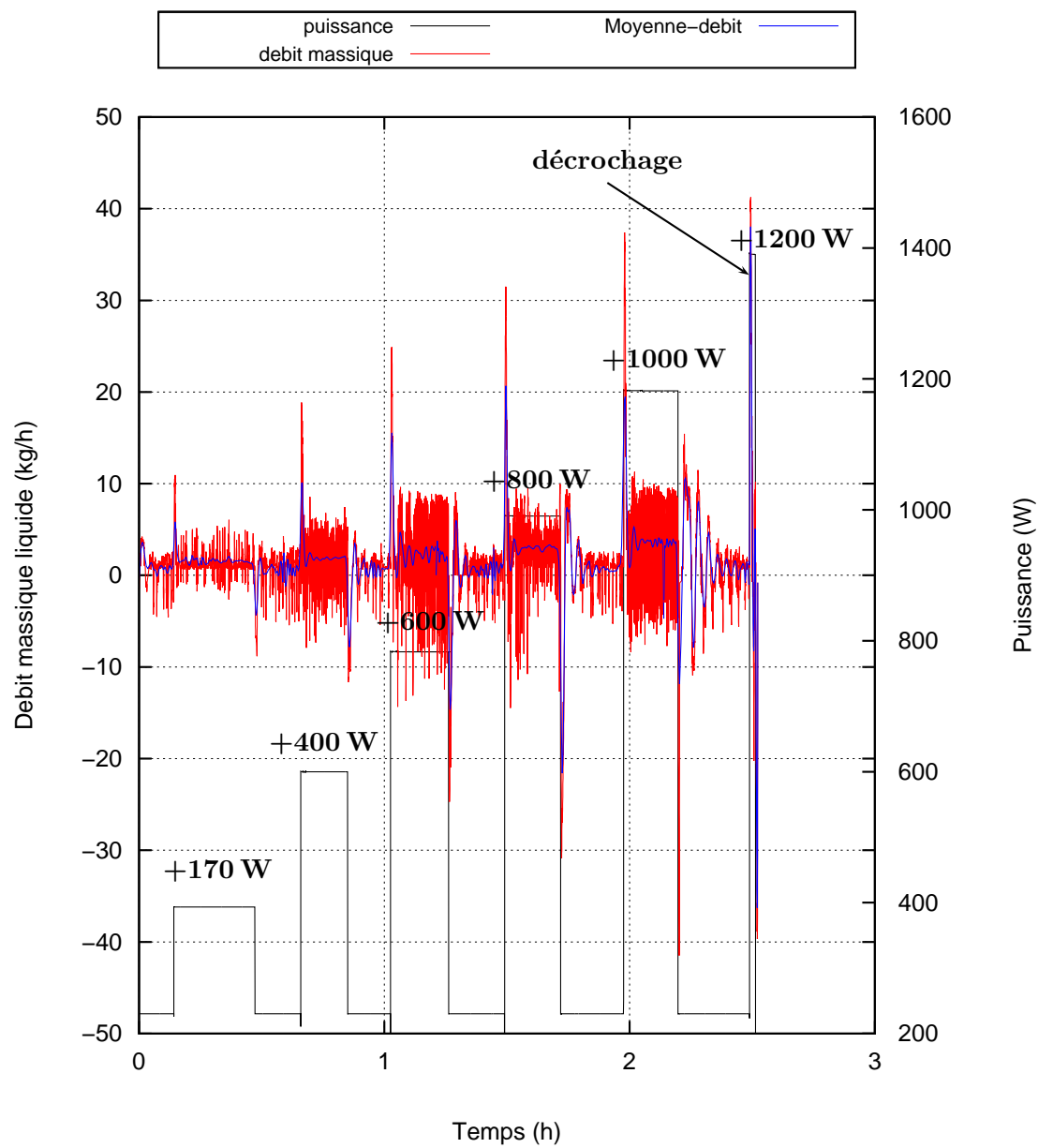
$$\Delta \dot{m} = \frac{(\dot{m}_{max} - \dot{m}_i)}{(\dot{m}_f - \dot{m}_i)}$$

avec \dot{m}_{max} la valeur maximale de l'overshoot/undershoot.

On observe sur cette figure, un dépassement du débit massique ($\dot{m}_{max} - \dot{m}_i$) entre 10 et 15 fois supérieur à l'amplitude définie entre les régimes stationnaires initial et final ($\dot{m}_f - \dot{m}_i$) et cela quelle que soit l'amplitude de l'échelon de puissance appliqué à l'évaporateur.

Evolution de la perte de charge

L'amplitude des dépassements en pression différentielle aux bornes de l'évaporateur est tracée en fonction de l'amplitude de l'échelon de puissance sur la figure 3.29 pour les deux tests. Pour les échelons de puissance croissants, on remarque que les deux grandeurs sont proportionnelles : $\Delta(\Delta P_{ev}) = K \Delta Q$ avec $K \simeq 5$ pour METH-2 et $K \simeq 3$ pour METH-3 (ceci s'explique par l'absence du débitmètre massique dans la conduite liquide qui engendre une perte de charge conséquente lors des transitoires). Dans le cas où le débitmètre est sur la conduite liquide, on notera que le régime transitoire consécutif à l'amplitude d'un échelon croissant se traduit par une pression différentielle de 6000 à 8000 Pa supplémentaire soit quasiment 2 fois plus que la variation entre les deux régimes stationnaires.

**Figure 3.24** – Evolution du débit : Test METH-2

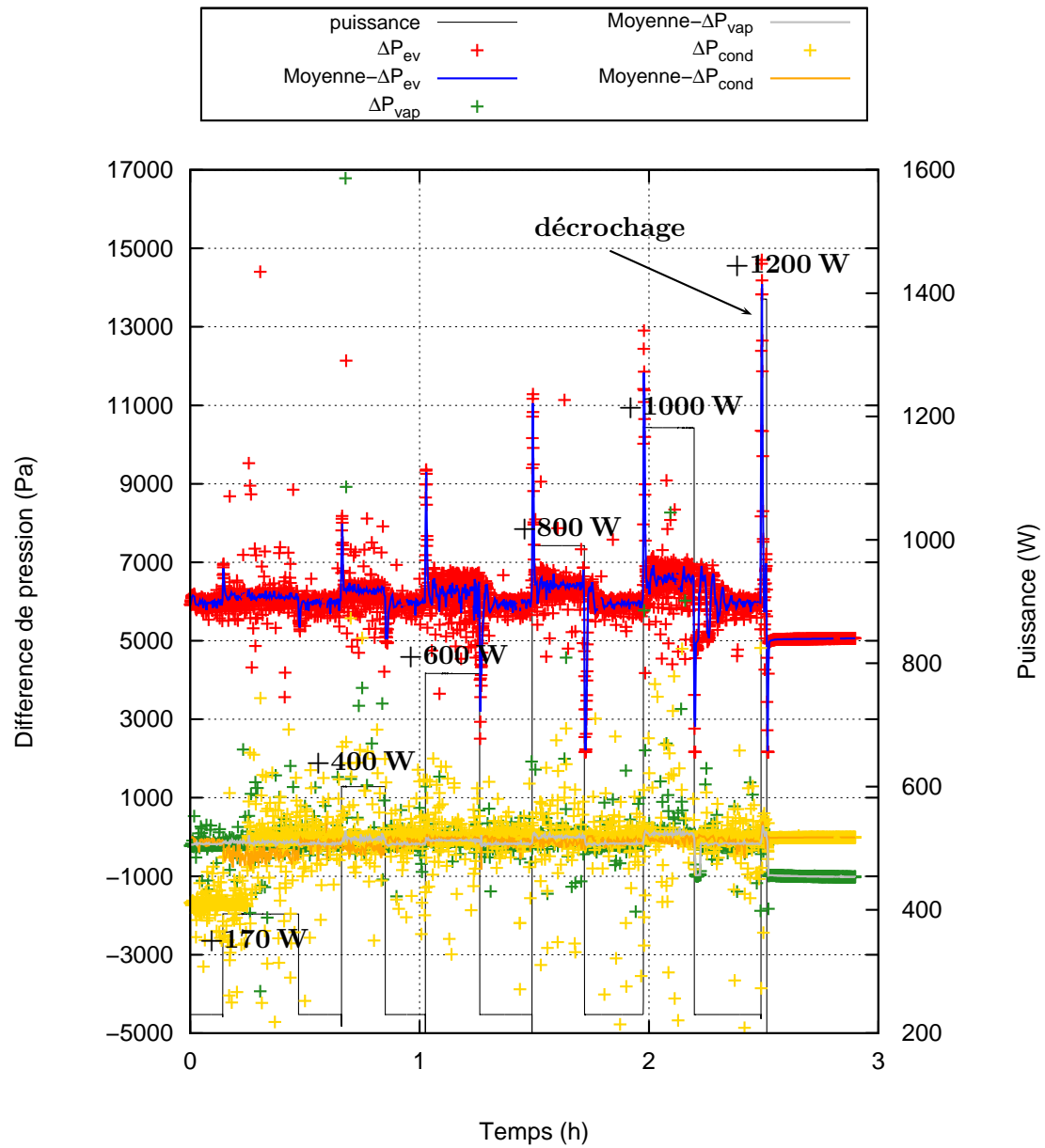


Figure 3.25 – Evolution de la perte de charge : Test METH-2

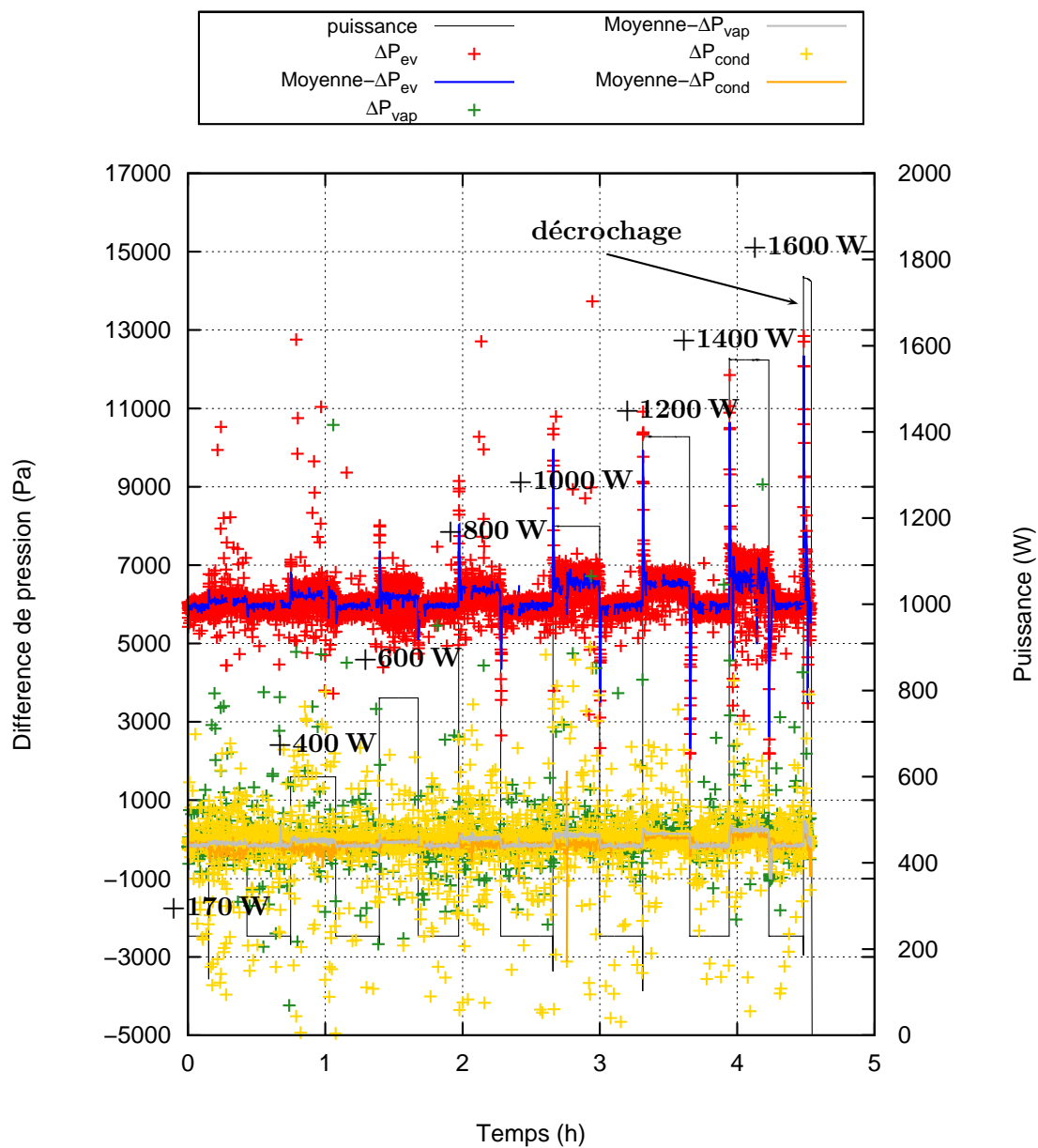


Figure 3.26 – Evolution de la perte de charge : Test METH-3

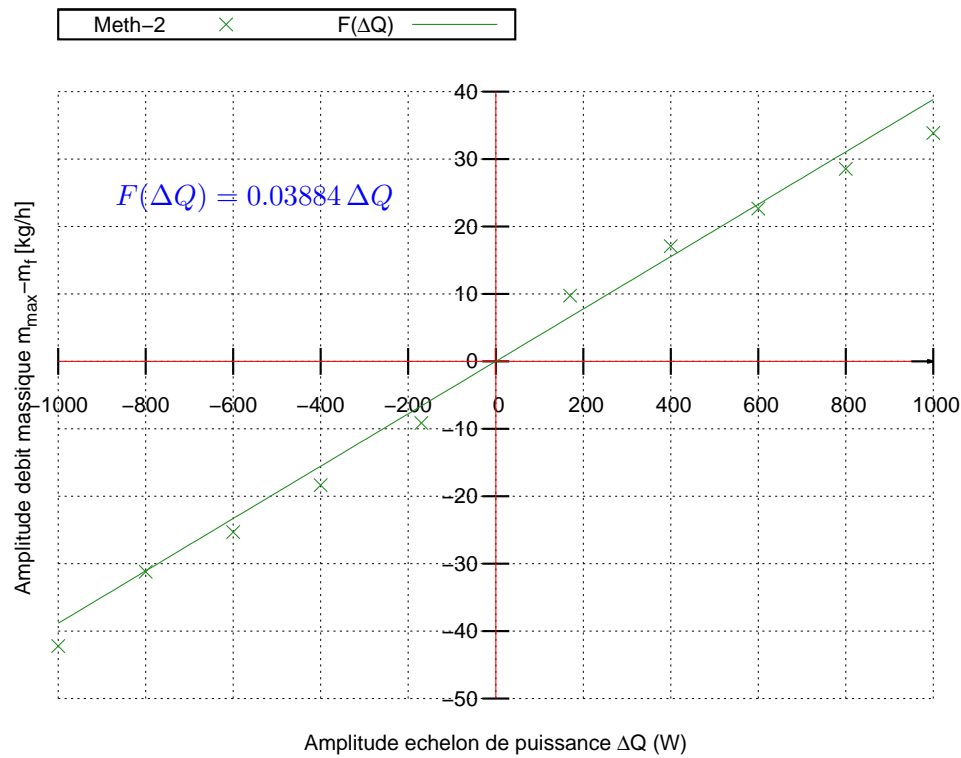


Figure 3.27 – Amplitude du débit massique liquide en fonction de l’amplitude de l’échelon : TEST METH-2

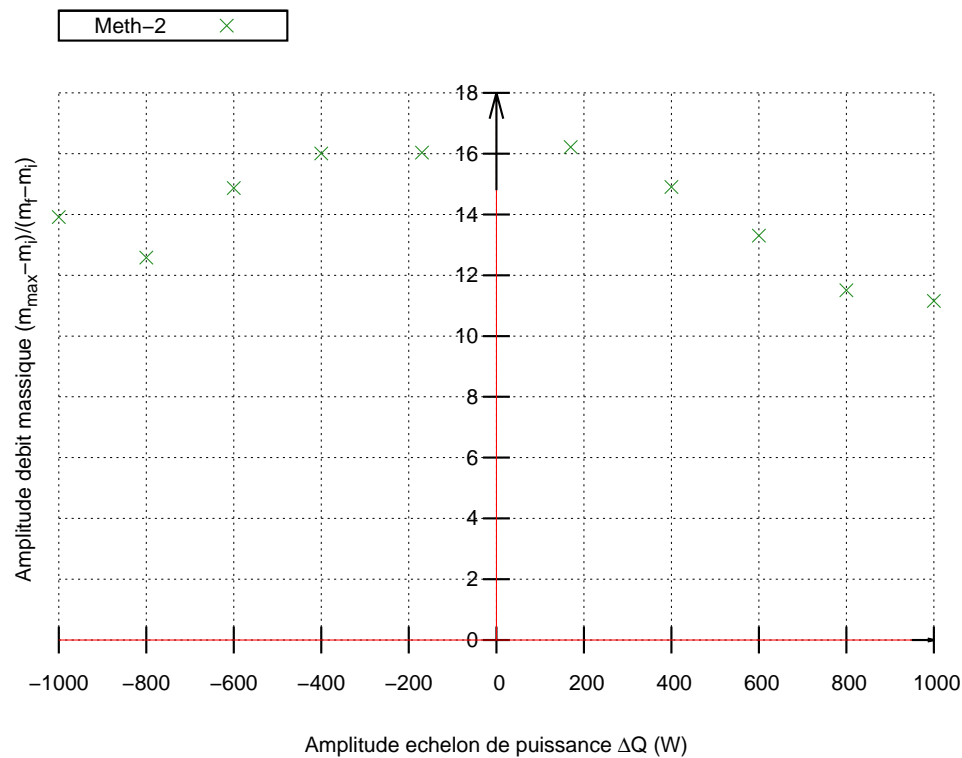


Figure 3.28 – Amplitude relative du débit massique liquide en fonction de l’amplitude de l’échelon : TEST METH-2

Concernant les échelons correspondant à une baisse de puissance, on remarque une réelle différence de comportement avec les échelons d'amplitude croissante puisqu'on observe une valeur limite de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur à partir de -800 W . Pour un régime stationnaire autour de 6000 Pa , on trouve que l'« undershoot » ne peut abaisser la différence de pression au delà de 2000 Pa (-4000 Pa).

Si l'on regarde en détail ce qu'il se passe (figure 3.30 et 3.31), on peut remarquer que suite à l'« undershoot », le débit connaît une phase où les valeurs sont très proches de zéro. Ce palier qui dure environ 50 s correspond simultanément à un palier de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur de 5000 Pa et une chute marquée de la température de sortie de l'évaporateur (figure 3.36). Ceci nous laisse à penser que ce comportement correspond à une phase où le liquide perce la mèche et envahit les cannelures et la conduite vapeur. Il se trouve que 5000 Pa est la valeur de la pression hydrostatique (Δp_g) lorsque la boucle est à l'arrêt ce qui correspond aussi à un cas où l'évaporateur et la conduite vapeur sont remplis de liquide.

La boucle redémarre normalement en suivant et atteint son régime stationnaire.

La figure 3.32 représente l'amplitude des dépassements en pourcentage de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon de puissance.

La figure 3.33 représente la valeur maximale de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur en fonction de la valeur maximale du débit massique liquide. On constate que, pour l'échelon de puissance $\Delta Q = +1000\text{ W}$, la valeur maximale de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur atteint la valeur maximale du saut pression capillaire c'est à dire la limite de décrochage qui est de l'ordre de 13000 Pa .

Température moyenne de paroi de l'évaporateur

Pour quantifier le niveau des oscillations de la température de la paroi de l'évaporateur, on a représenté sur la figure 3.34 l'évolution de l'écart de la température de la paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir. On constate sur cette figure que pour les échelons croissants, le comportement de la température de la paroi de l'évaporateur est composé essentiellement d'un effet associé à la phase de redistribution des phases éventuellement modulé par la dynamique du réservoir. Par contre, pour les échelons décroissants, on constate au-delà d'une certaine amplitude (-1000 W) de l'échelon de puissance, une rétroaction du comportement oscillatoire du réservoir qui engendre des oscillations supplémentaires sur la température de la paroi de l'évaporateur ce qui n'est pas le cas pour METH-3 (figure 3.35). Cela montre que, les pertes de charges ont une influence significative sur le comportement de la boucle. Sur l'ensemble des deux tests, on observe une variation de l'amplitude des dépassements de la température de la paroi de l'évaporateur comprise entre $0,4$ et 2 K .

Sous-refroidissement en sortie du condenseur

Pendant les phases transitoires, la température en sortie du condenseur reste en moyenne proche la température de la source froide pour les échelons de puissance croissants.

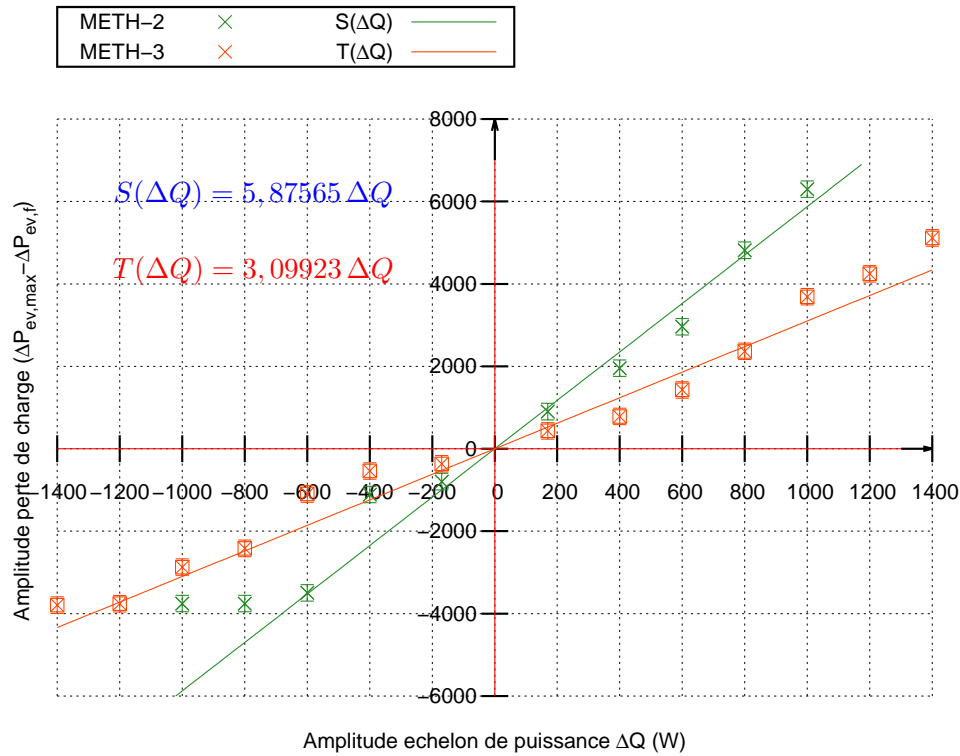


Figure 3.29 – Amplitude du dépassement de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon : TEST METH-2 et TEST METH-3

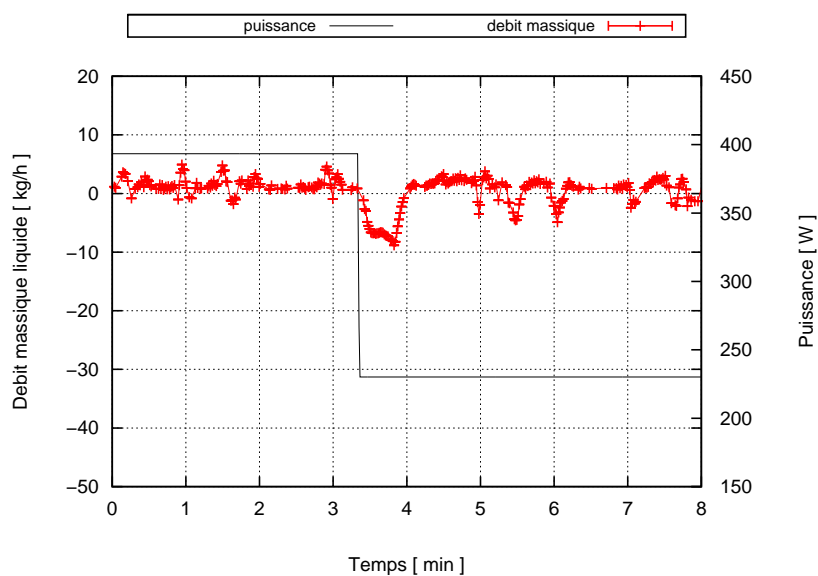
Sur la figure 3.36, on observe un sous-refroidissement en sortie du condenseur de l'ordre de 45 K . Cette température ne varie pas lors des échelons de puissance décroissants. En revanche, on constate une diminution du sous-refroidissement en sortie du condenseur de l'ordre de 10 K pour les échelons de puissance décroissants à partir de 800 W . Cette dégradation du sous-refroidissement en sortie du condenseur s'explique par l'inversion de débit massique dans la conduite liquide qui renvoie du liquide chaud du réservoir vers le condenseur pendant les échelons de puissance décroissants.

Ecart de la température en sortie du réservoir par rapport à la température de saturation dans le réservoir

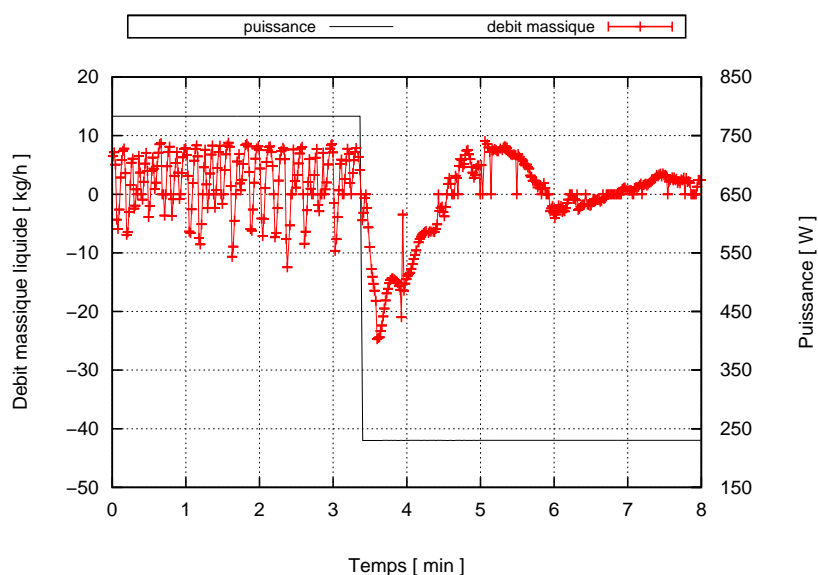
Sur la figure 3.36, on observe une augmentation de l'écart en sortie du réservoir de l'ordre de 10 K pour les échelons de puissance croissants à partir de 800 W et une diminution de l'écart d'environ 5 K pour les échelons de puissance décroissants jusqu'à 800 W . A partir de 1200 W , on constate une diminution de l'écart de l'ordre de 20 K pour les échelons de puissance décroissants.

Ecart de la température en entrée de l'évaporateur par rapport à la température de saturation dans le réservoir

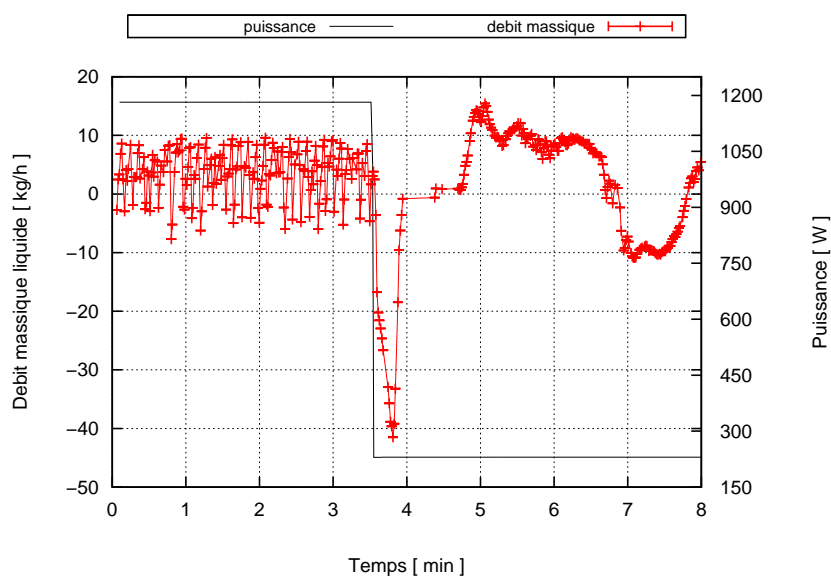
Sur les figures 3.36 et 3.37, on peut remarquer que quelle que soit l'amplitude de la variation de la puissance, l'évolution la température du liquide en entrée de l'évaporateur est du même ordre de grandeur en amplitude et en temps. Les conditions



(a) échelon de 400 W à 230 W



(b) échelon de 800 W à 230 W



(c) échelon de 1200 W à 230 W

Figure 3.30 – Evolution du débit : Test METH-2

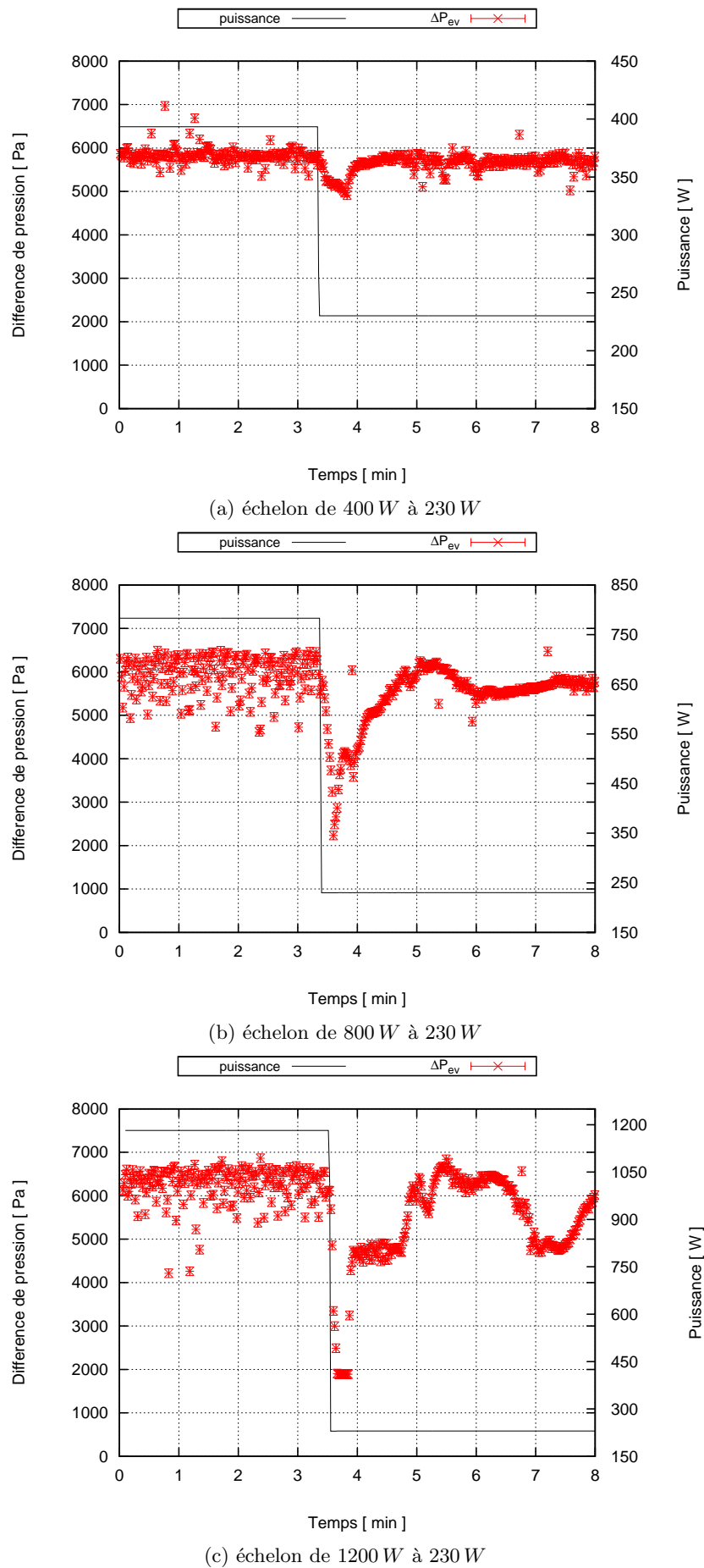


Figure 3.31 – Evolution de la perte de charge : Test METH-2

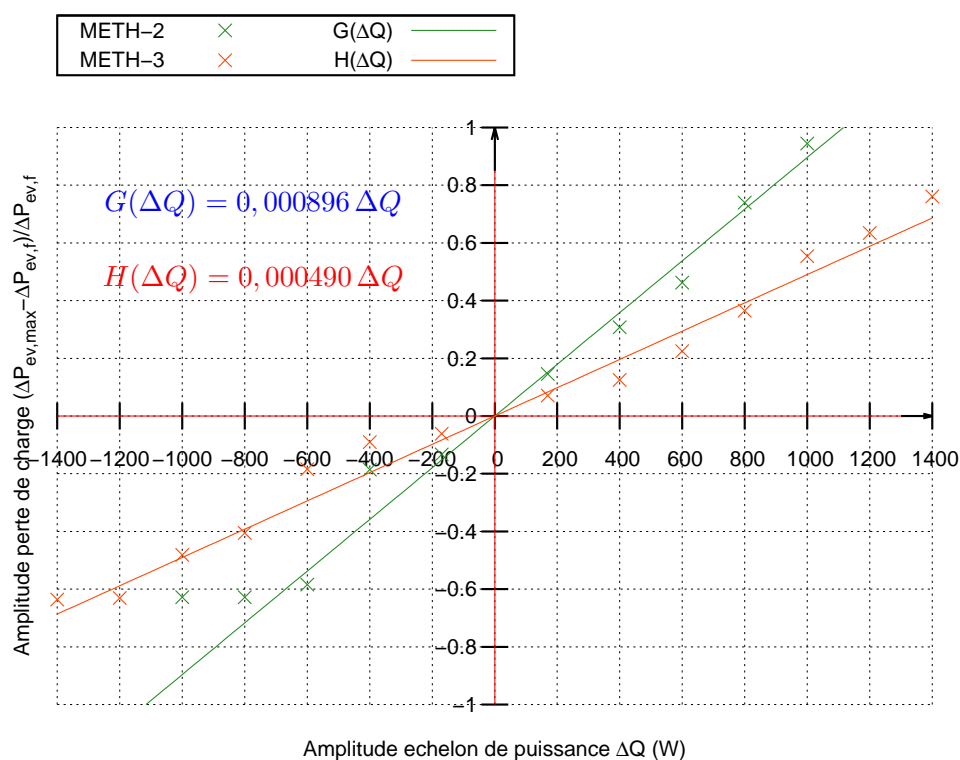


Figure 3.32 – Amplitude relative du dépassement de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon : TEST METH-2 et TEST METH-3

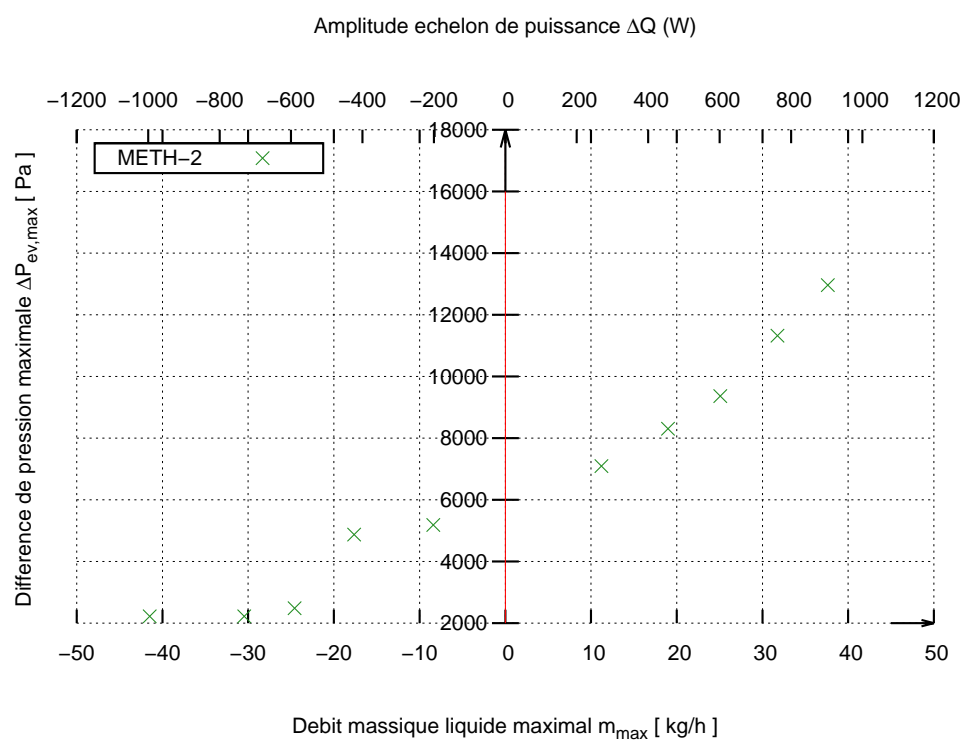


Figure 3.33 – Différence de pression maximale aux bornes de l'évaporateur en fonction du débit massique liquide maximal : TEST METH-2

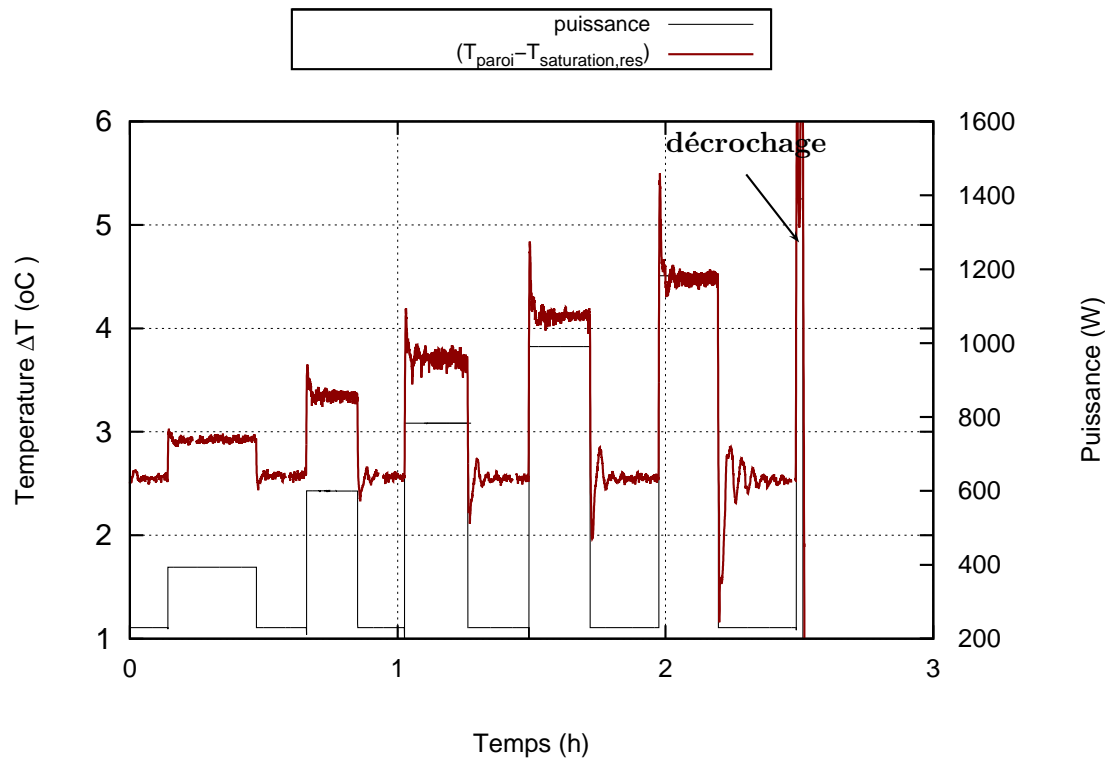


Figure 3.34 – Contrôle de la température du réservoir : Test METH-2

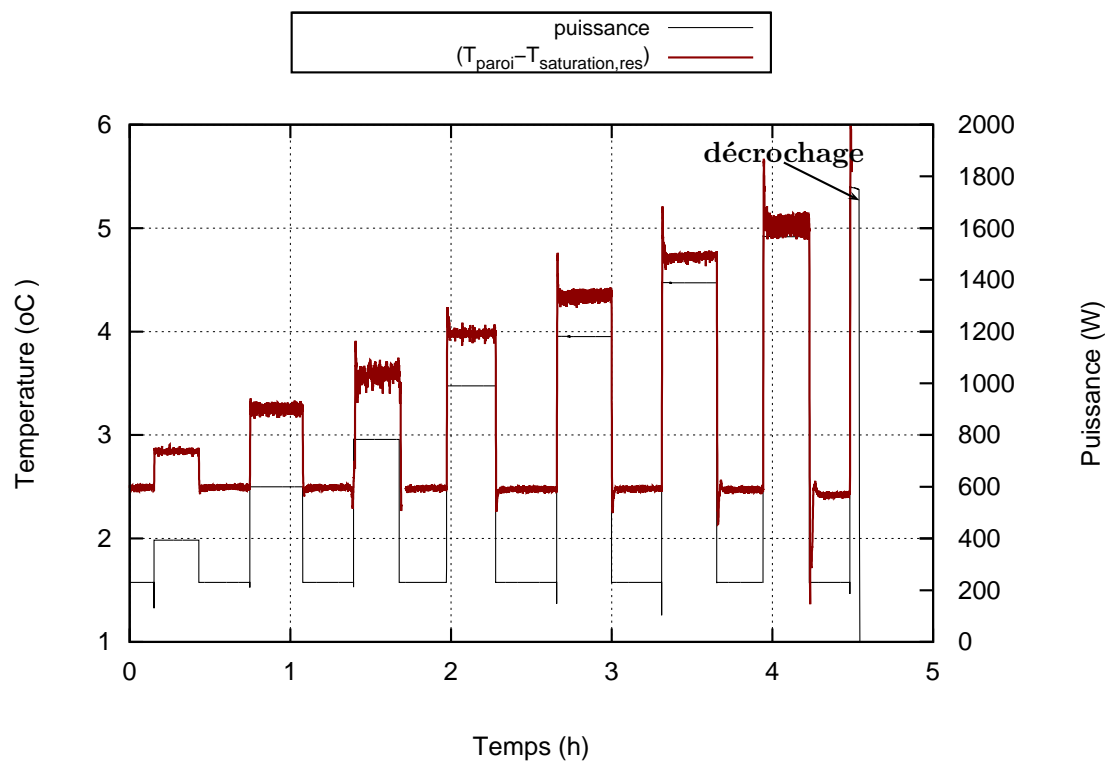


Figure 3.35 – Contrôle de la température du réservoir : Test METH-3

limites autour de l'évaporateur sont peu sensibles de la nature des échelons. La conduite liquide et le réservoir lissent (tamponnent) les variations imposés par le condenseur.

Sur la figure 3.36, on constate une augmentation de l'écart par rapport à la température de saturation dans le réservoir de la température en entrée de l'évaporateur de l'ordre de 13 K pour les échelons de puissance croissants et une diminution de l'écart d'environ 10 K pour les échelons de puissance décroissants. Néanmoins, on constate une faible sensibilité de la température en sortie du réservoir pendant les phases transitoires de redistribution des phases dans la boucle.

3.2.3 Décrochage

Les figures 3.38 permettent de se focaliser sur le comportement de la boucle lors du décrochage. Si l'on constate que la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur dépasse la valeur maximale moyenne du saut de pression capillaire, l'effet du décrochage mécanique ne se perçoit que 30 s après le maximum de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur à travers d'abord une inversion du débit massique dans la conduite liquide puis 10 s plus tard, par une augmentation de la température de la paroi de l'évaporateur. Signalons que nous avons reproduit plusieurs fois le test et chaque fois, il y'a eu décrochage à cette amplitude de puissance.

3.3 Troisième campagne de mesure - boucle avec inclinaison

◇ METH-4 : Cet essai a été réalisé en changeant l'orientation de la CPLIP dans le champ de gravité. Deux configurations de l'orientation du banc expérimental CPLIP ont été testées (figure 3.39). Le plan d'inclinaison choisi correspond à celui le plus critique pour le système dans le sens où, en plus de modifier la position respective du réservoir par rapport au condenseur, il modifie l'inclinaison de l'axe du réservoir. Ceci se traduit par une redistribution du fluide dans le réservoir. Pour chaque configuration, on fait varier l'angle d'inclinaison θ de 0° à 15° . La procédure est ensuite identique au test METH-1 soit une succession de paliers de puissance croissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. Le démarrage est réalisé avec une puissance de 230 W , puis l'augmentation de la puissance se fait par incréments de 200 W après l'obtention du régime permanent. Le palier de puissance maximal est de l'ordre 1600 W pour cet essai.

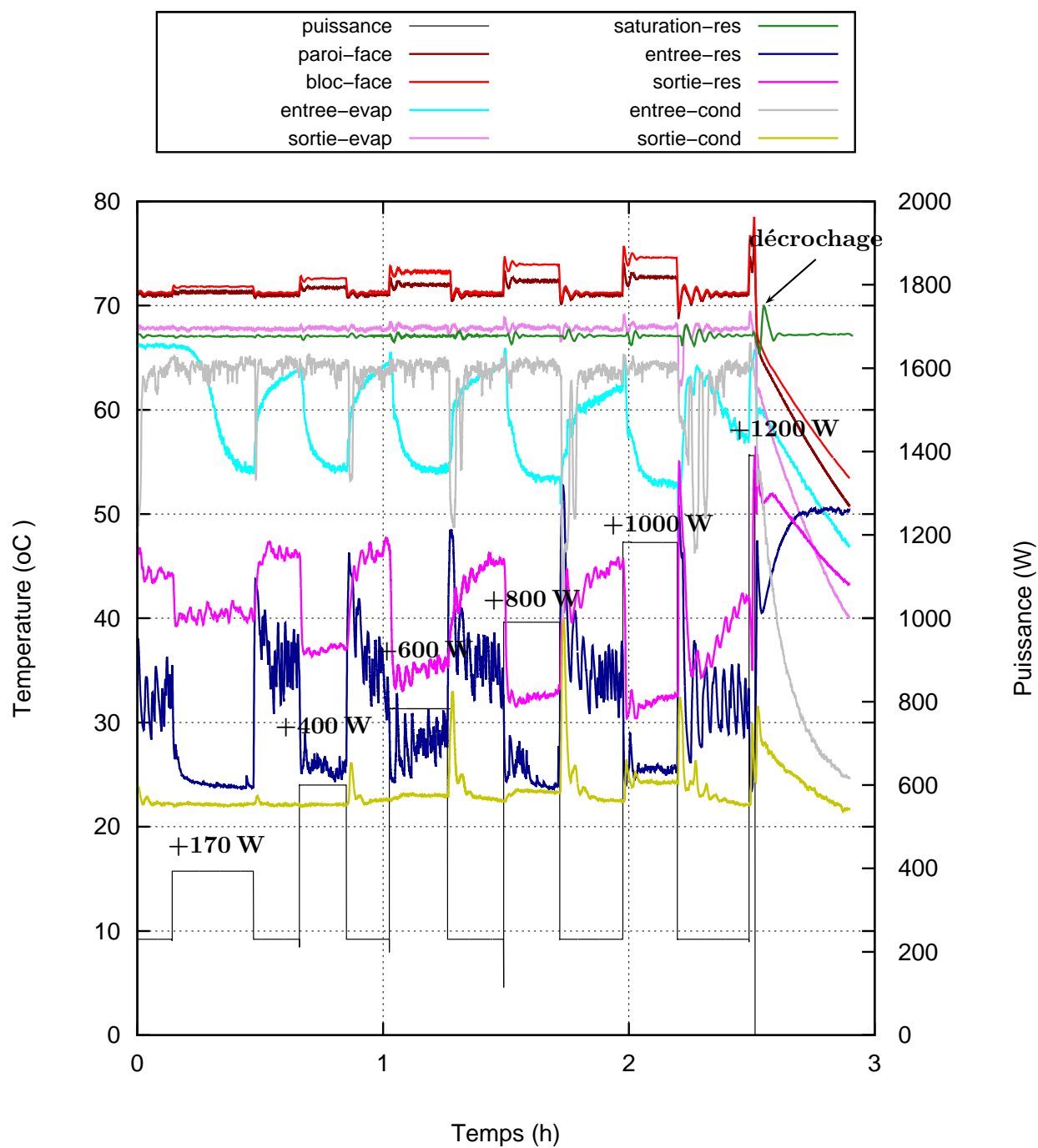


Figure 3.36 – Evolution des températures moyennes en différentes positions de la boucle : Test METH-2

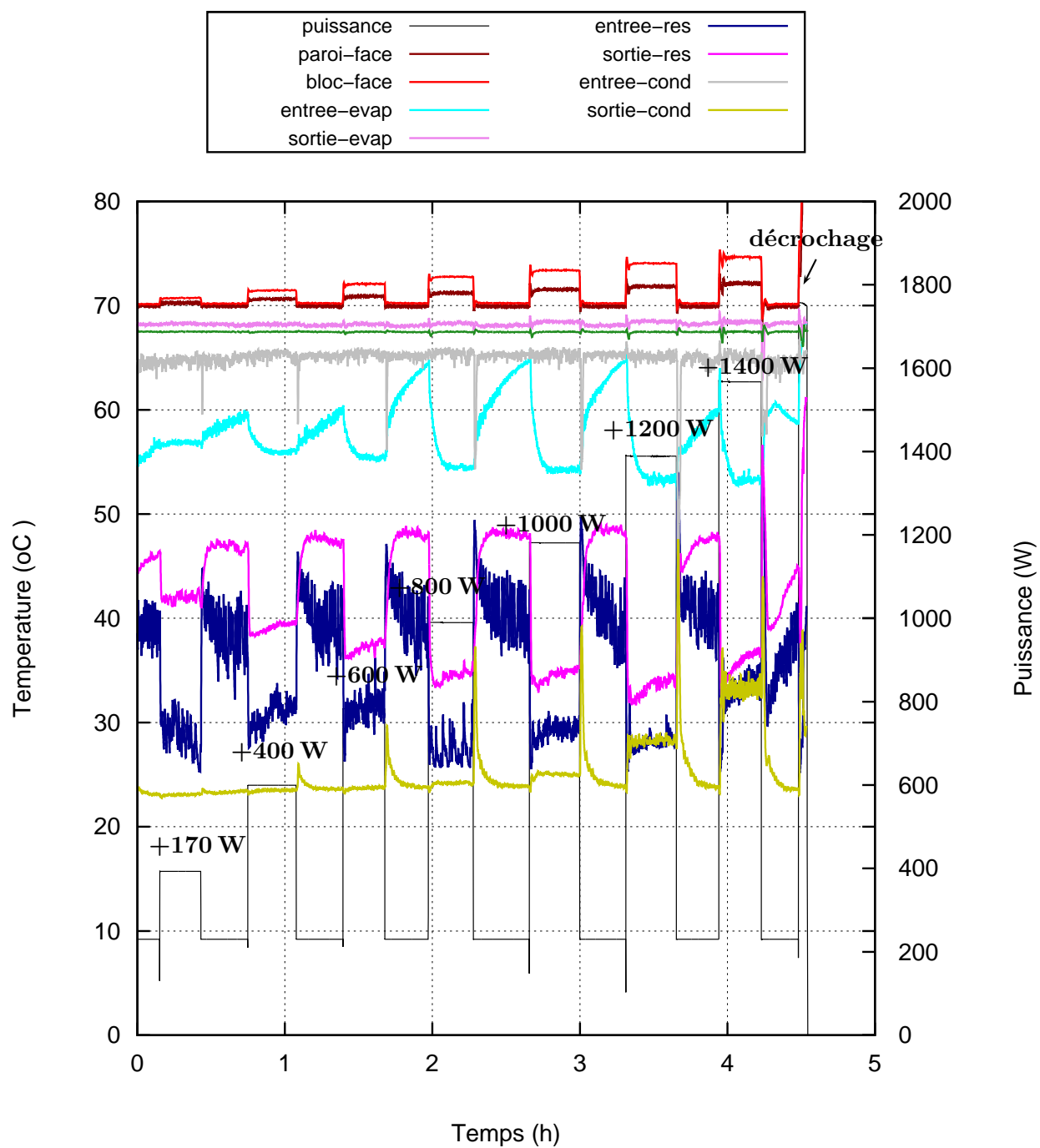


Figure 3.37 – Evolution des températures moyennes en différentes positions de la boucle : Test METH-3

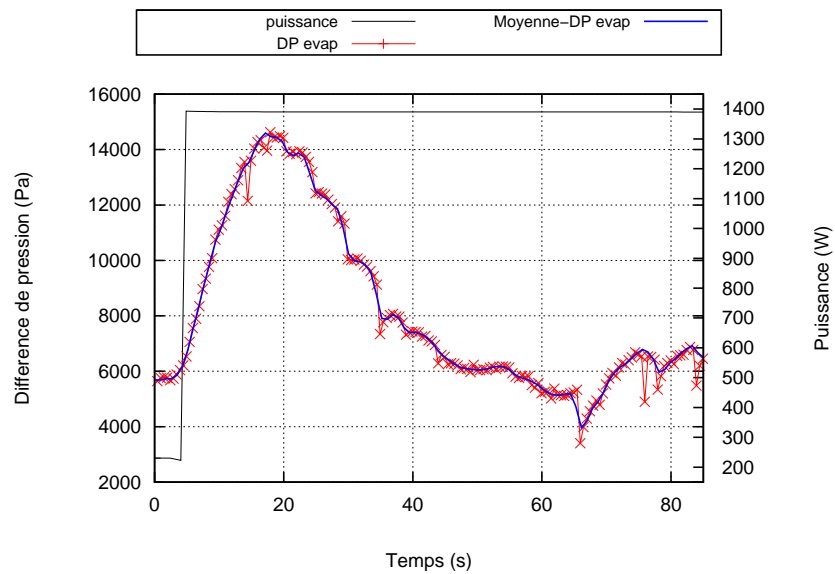
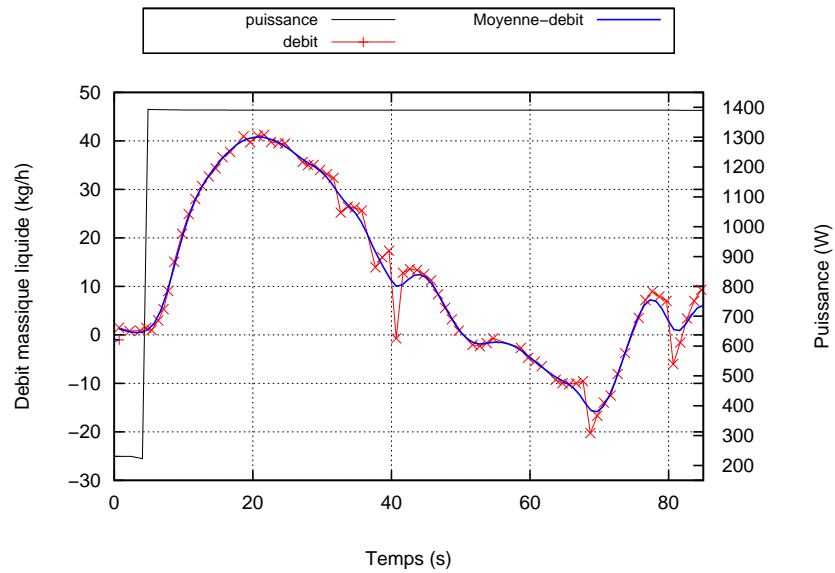
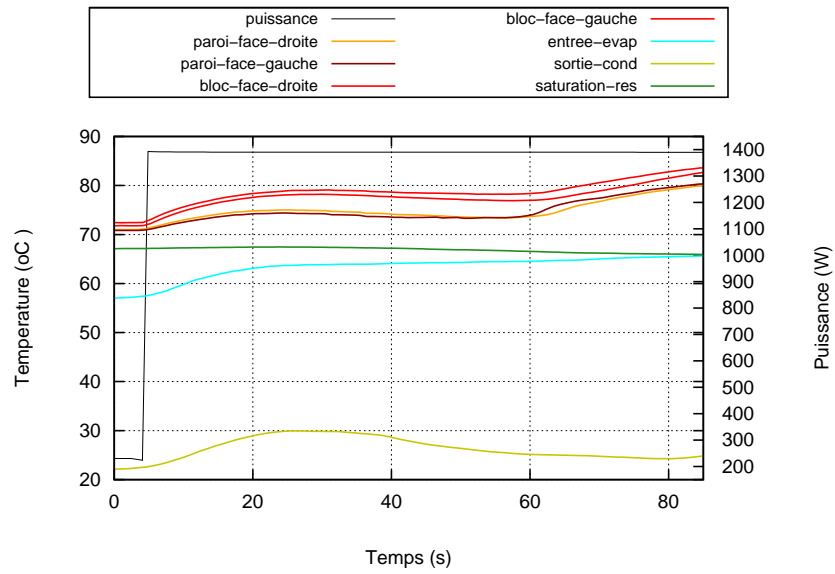


Figure 3.38 – Décrochage : Test METH-2

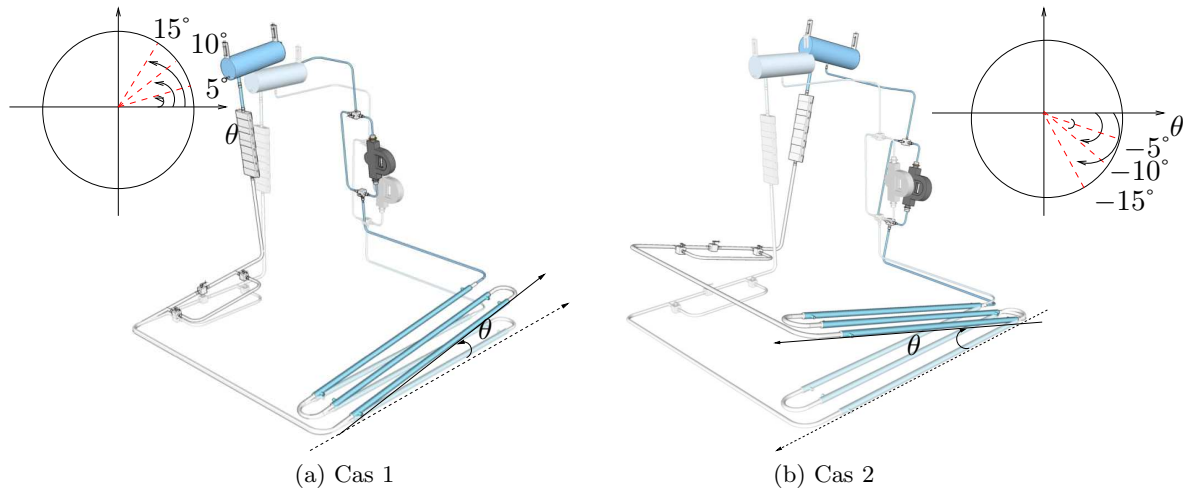


Figure 3.39 – Configuration de l'orientation du banc expérimental CPLIP

Influence sur le régime de condensation

La figure 3.40 représente l'évolution de la longueur diphasique moyenne avec la puissance appliquée. On constate une légère diminution de la longueur diphasique moyenne en fonction de l'angle d'inclinaison pour les deux configurations. Dans ce cas, les coefficients d'échange sur la zone de condensation sont intensifiés comme le confirme les résultats représentés sur la figure 3.41 où l'on constate une légère augmentation du coefficient d'échange global en fonction de l'angle d'inclinaison pour les deux configurations.

Remarque

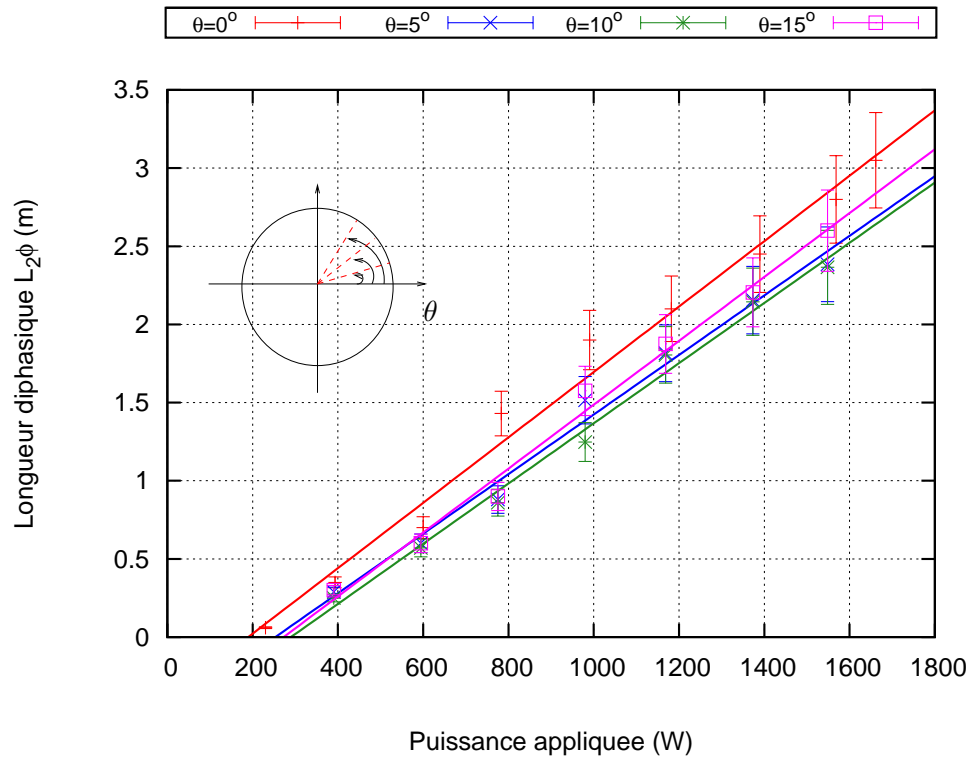
Pour le cas 1, il n'y a pas de modification du régime de condensation.

Pour le cas 2, l'inclinaison réduit la stratification du liquide en fond de condenseur et donc stabilise le front de condensation jusqu'à 800 W ce qui correspond à une longueur diphasique comprise dans le premier mètre (dans la première branche) du condenseur (figure 3.42). Au-delà de 1 m du condenseur, l'écoulement redevient intermittent (oscillatoire).

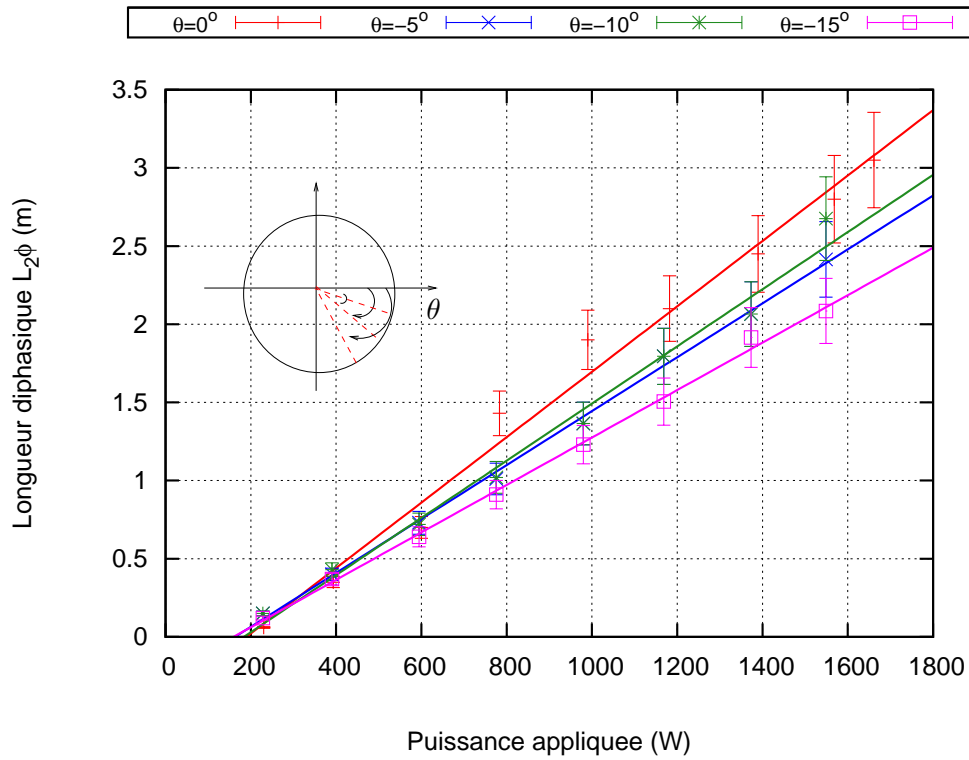
Répartition de la perte de charge

Les figures 3.43 présente la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur en fonction de la puissance appliquée.

Sur la figure 3.43(a), on constate une augmentation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'angle d'inclinaison et on observe un minimum à 800 W . Pour un angle d'inclinaison $\theta = +5^\circ$, la variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de 1000 Pa autour d'une valeur moyenne d'environ 6500 Pa sur toute la gamme de puissance ce qui correspond à une augmentation de l'ordre de 10% par rapport à la référence horizontale ($\theta = 0^\circ$). Pour un angle d'inclinaison $\theta = +10^\circ$, la variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de 1600 Pa autour d'une valeur moyenne d'environ 7000 Pa sur toute la gamme de puissance ce qui correspond à une augmentation de l'ordre de 17% par rapport à la référence horizontale ($\theta = 0^\circ$). Pour un angle d'inclinaison $\theta = +15^\circ$, la

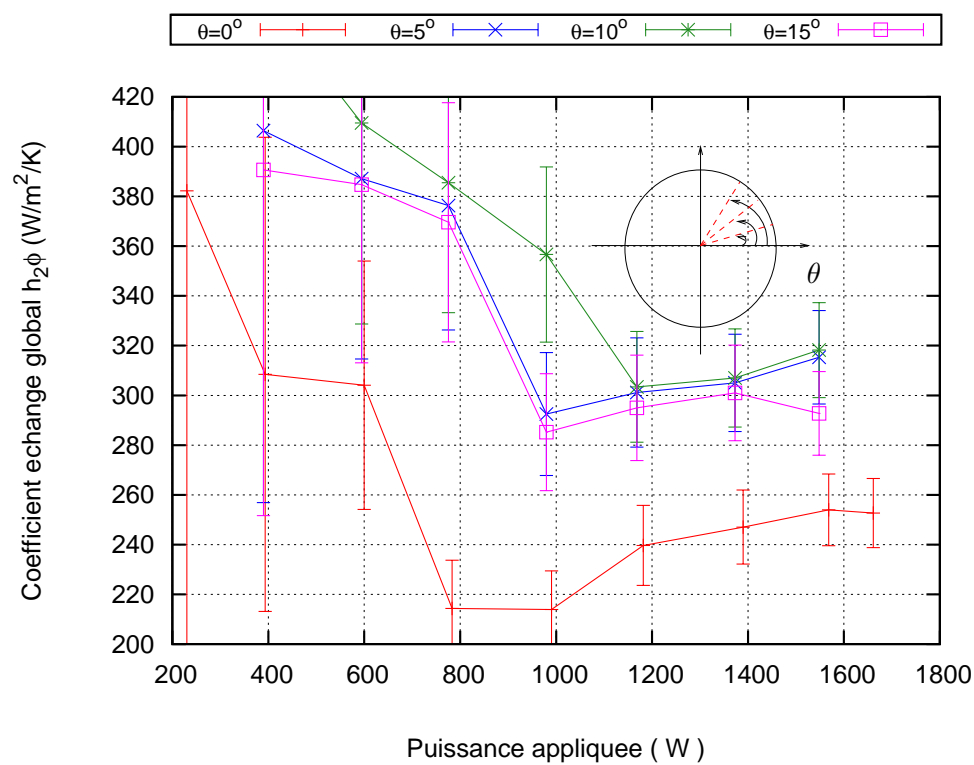


(a) Cas 1

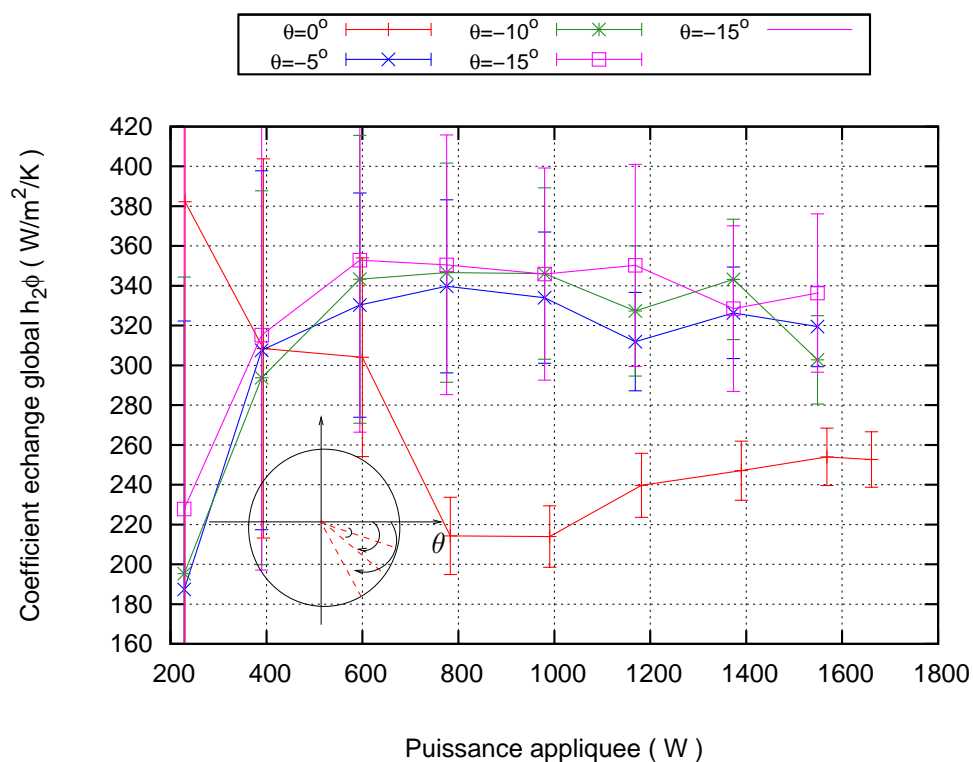


(b) Cas 2

Figure 3.40 – Longueur diphasique dans le condenseur $L_{2\phi}$: TEST METH-4



(a) Cas 1



(b) Cas 2

 Figure 3.41 – Coefficient d'échange global dans le condenseur $h_{2\phi}$: TEST METH-4

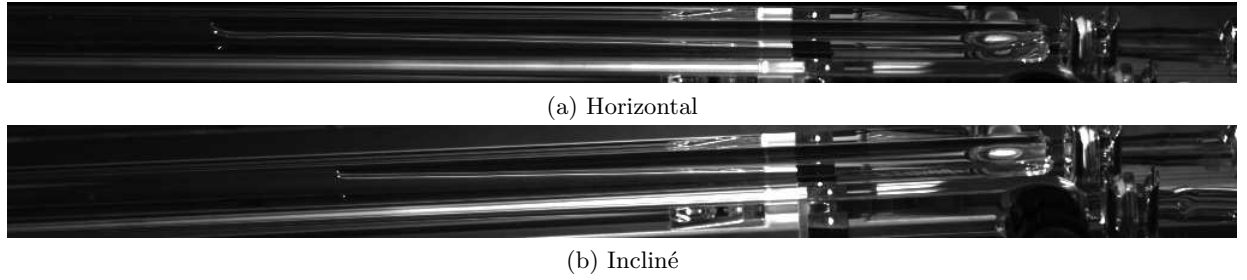


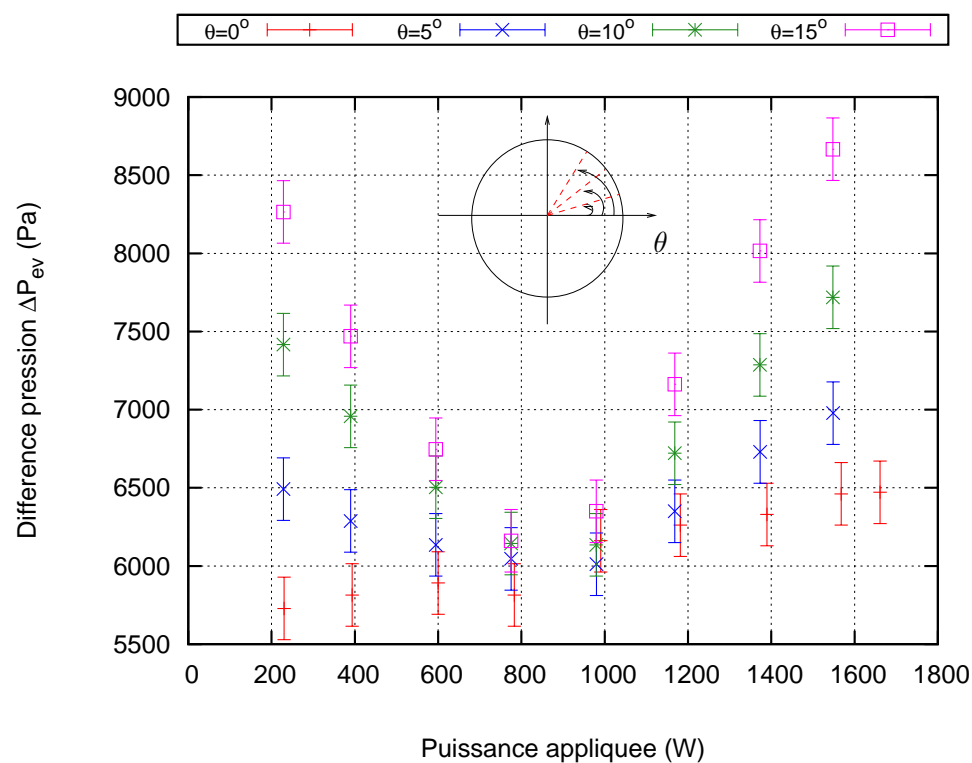
Figure 3.42 – Front de condensation : TEST METH-3

variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de $2600 Pa$ autour d'une valeur moyenne d'environ $7200 Pa$ sur toute la gamme de puissance ce qui correspond à une diminution de l'ordre de 20 % par rapport à la référence horizontale ($\theta = 0^\circ$).

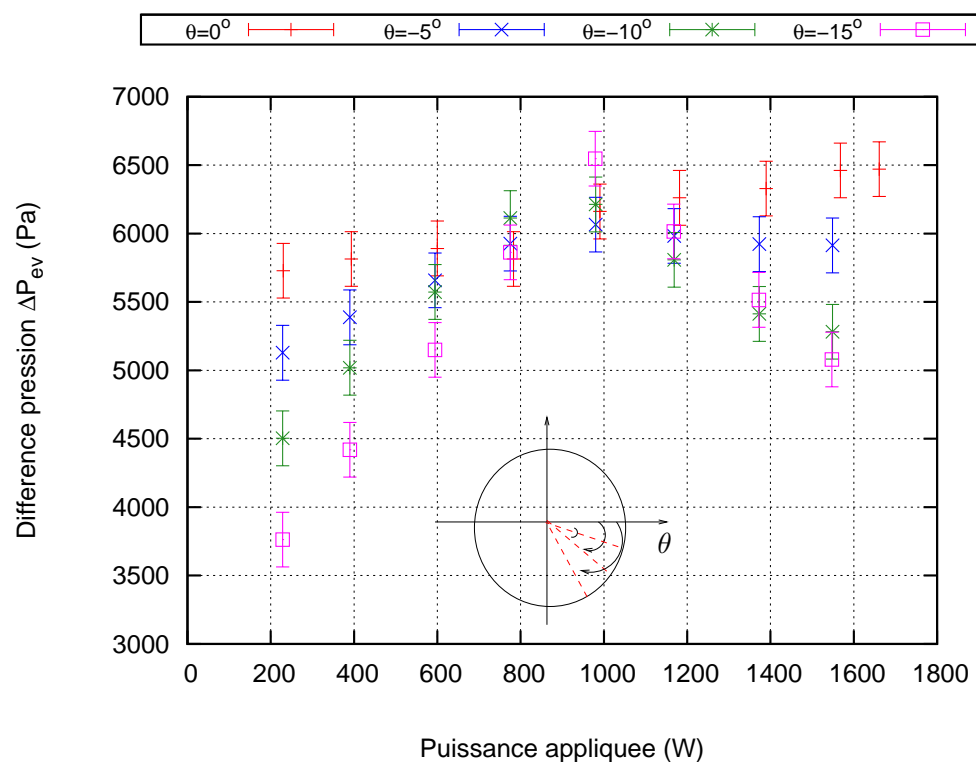
Sur la figure 3.43(b), on constate une diminution de la perte charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'angle d'inclinaison et on observe un maximum à $1000 W$. Pour un angle d'inclinaison $\theta = -5^\circ$, la variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de $900 Pa$ autour d'une valeur moyenne d'environ $5500 Pa$ sur toute la gamme de puissance. Pour un angle d'inclinaison $\theta = -10^\circ$, la variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de $1600 Pa$ autour d'une valeur moyenne d'environ $5200 Pa$ sur toute la gamme de puissance ce qui correspond à une diminution de l'ordre de 22 % par rapport à la référence horizontale ($\theta = 0^\circ$). Pour un angle d'inclinaison $\theta = -15^\circ$, la variation de la perte charge aux bornes de l'évaporateur est de l'ordre de $2600 Pa$ autour d'une valeur moyenne d'environ $5000 Pa$ sur toute la gamme de puissance ce qui correspond à une diminution de l'ordre de 35 % par rapport à la référence horizontale ($\theta = 0^\circ$).

Si l'on s'intéresse à la perte de charge liée uniquement à la gravité (figure 3.45) sachant que la perte de charge aux bornes de l'évaporateur est la somme de la perte de charge générée à travers les différents composants de la boucle (condenseur et les conduites) et la perte de charge gravitaire ($\Delta P_{ev} = \sum \Delta P_{composants} + \Delta P_g$), on constate que la majeure partie de la perte de charge dans la boucle est liée à la gravité. L'allure générale de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur est fortement modulée par la perte de charge gravitaire ($\Delta P_g = \rho g Z$) en fonction de l'inclinaison. La modification de la hauteur respective de la position du réservoir par rapport au condenseur est schématisé sur la figure 3.44 pour les deux configurations. L'effet sur la pression hydrostatique entre la fin de la zone de condensation et l'entrée du réservoir sont représentés en fonction de la puissance sur les figures 3.45. Les conditions opératoires se traduisent donc par une modulation maximale de la pression hydrostatique de $\pm 3000 Pa$. Les variations en fonction de la puissance sont principalement corrélées à la variation de la longueur diphasique.

Dans le cas 1, l'augmentation de la longueur diphasique réduit la pression hydrostatique ΔP_g jusqu'à $800 W$ (c'est-à-dire lorsque le premier mètre de longueur du condenseur est atteint) puis réaugmente jusqu'à la fin de la deuxième partie du condenseur. Elle rediminue avec l'envahissement en vapeur de la troisième longueur. Dans le cas 2, on observe le comportement inverse.

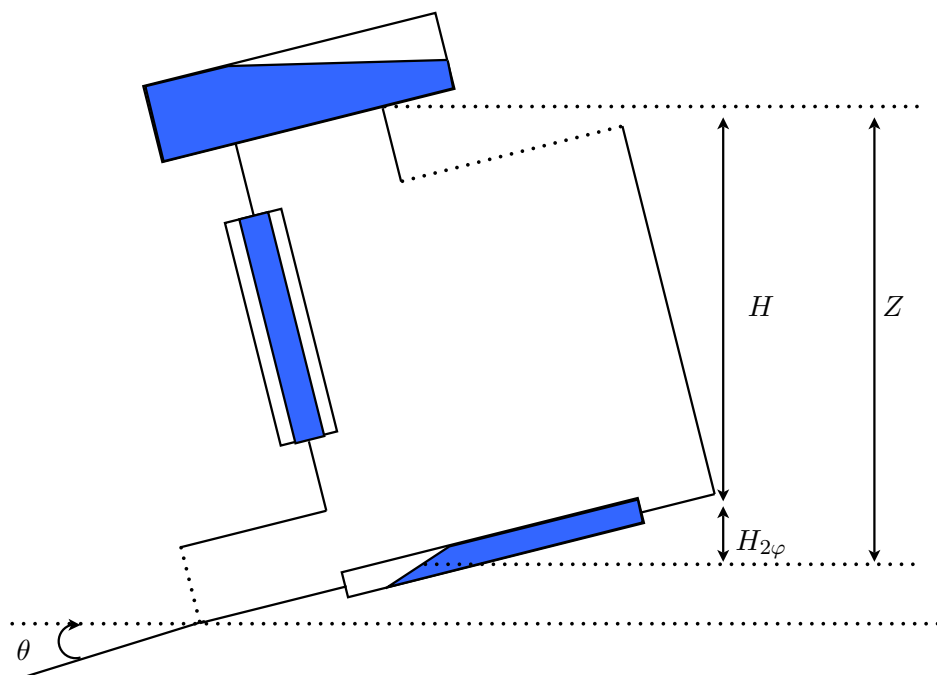


(a) Cas 1

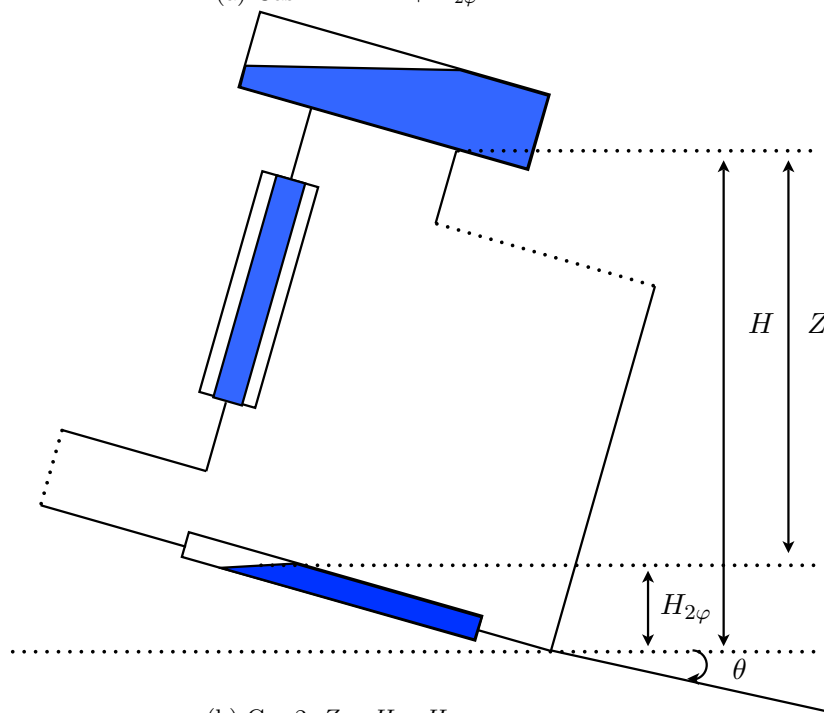


(b) Cas 2

Figure 3.43 – Evolution de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur avec la puissances : TEST METH-4

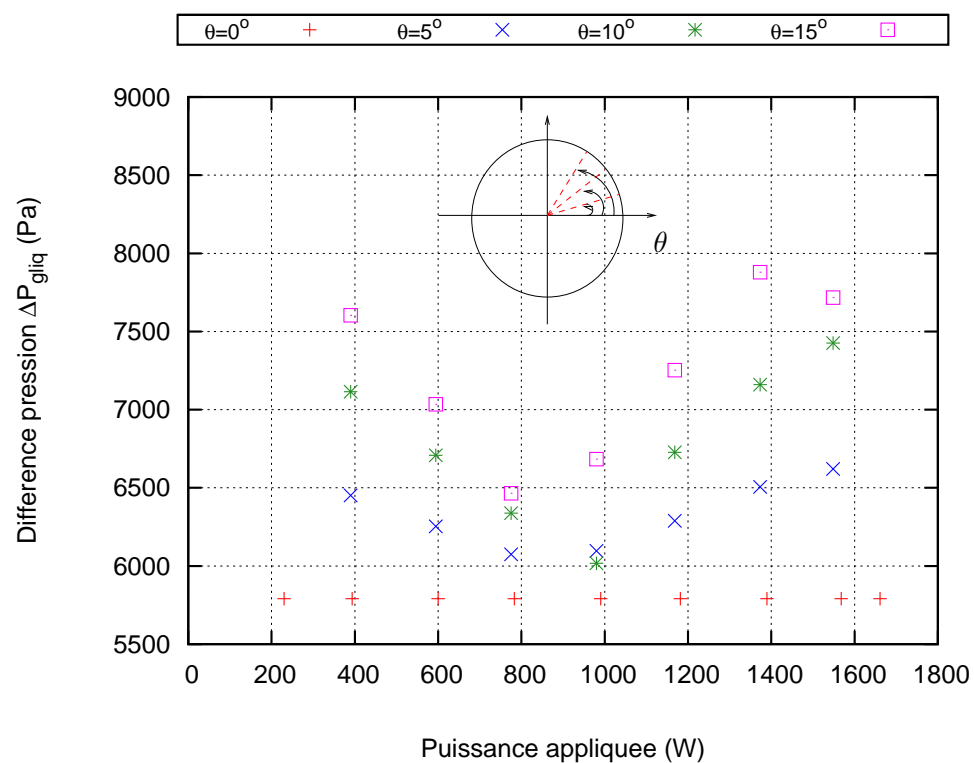


(a) Cas 1 : $Z = H + H_{2\varphi}$

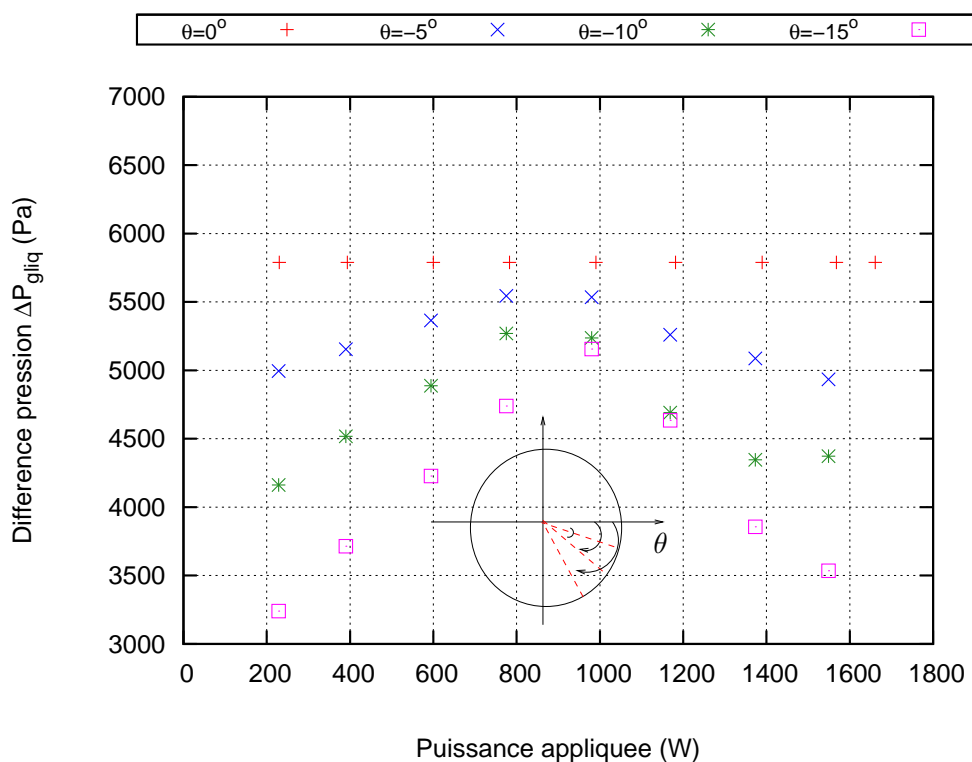


(b) Cas 2 : $Z = H - H_{2\varphi}$

Figure 3.44 – Configuration de l'orientation du banc expérimental CPLIP



(a) Cas 1



(b) Cas 2

Figure 3.45 – Evolution de la perte de charge gravitaire aux bornes de l'évaporateur avec la puissance consécutive à l'inclinaison

Remarque

Pour le cas 1, à partir d'un angle d'inclinaison $\theta > 10^\circ$, la boucle décroche systématique pour les paliers de puissance croissants à partir de 400 W. Pour le moment, nous n'avons pas trouvé d'explication. En revanche, la boucle fonctionne correctement pour les paliers de puissance décroissants.

Impact de l'angle d'inclinaison sur la température de paroi de l'évaporateur

La figure 3.46 représente l'évolution de la température de la paroi de l'évaporateur en fonction de la puissance pour les deux configurations. On remarque en premier lieu d'une façon générale que les températures de la paroi de l'évaporateur et du réservoir sont quasiment insensibles au test d'orientation excepté dans le cas 2 pour l'angle $\theta = -15^\circ$. Dans ce cas, on observe une augmentation de la température de la paroi de l'évaporateur et de saturation dans le réservoir comprise entre 5 à 10°C . Cet angle d'inclinaison a pour effet de rapprocher l'interface de vaporisation de l'extrémité de la paroi opposée à la position de la sonde qui contrôle le PID et donc de mettre en contact cette paroi avec un liquide globalement plus froid. Par voie de conséquence, la puissance injectée par le système de régulation doit être supérieure pour maintenir cette paroi à la température de consigne. Pour remédier à ce problème, il a fallu positionner la sonde qui contrôle le PID au centre du sommet de la paroi extérieure du réservoir.

Conductances à l'évaporateur

L'évolution de G_{vap} en fonction de la puissance est représentée sur la figure 3.47. Cette figure permet de confirmer que les performances de l'évaporateur sont globalement insensibles à l'inclinaison y compris dans le cas 2 avec un angle $\theta = -15^\circ$.

3.4 Conclusion

Cette première étude expérimentale a montré que, sur la gamme de flux considérée, la boucle étudiée se caractérise par :

- ◇ une forte conductance thermique à l'évaporateur : la géométrie plane de l'évaporateur semble favorable à réduire l'ensemble des résistances d'interfaces traversées par le flux avant d'atteindre le front de vaporisation. Les conductances sont 5 à 10 fois supérieures à celles des évaporateurs cylindriques développés pour les applications spatiales avec les mêmes matériaux ;
- ◇ un régime de condensation stratifié par la gravité comprenant le développement d'une instabilité qui se traduit par des aller-retours périodiques du liquide au niveau de la partie finale de l'interface de condensation. Si les températures de paroi de l'évaporateur sont en retour peu impactée par les fluctuations de l'écoulement, on constate en se plaçant à proximité de la boucle l'émission de chocs sonores lors d'évènements de plus grande amplitude ;
- ◇ un réservoir capable de maintenir la température de saturation à une valeur quasi-constante (variation inférieure au degré) y compris dans les transitoires consécutifs

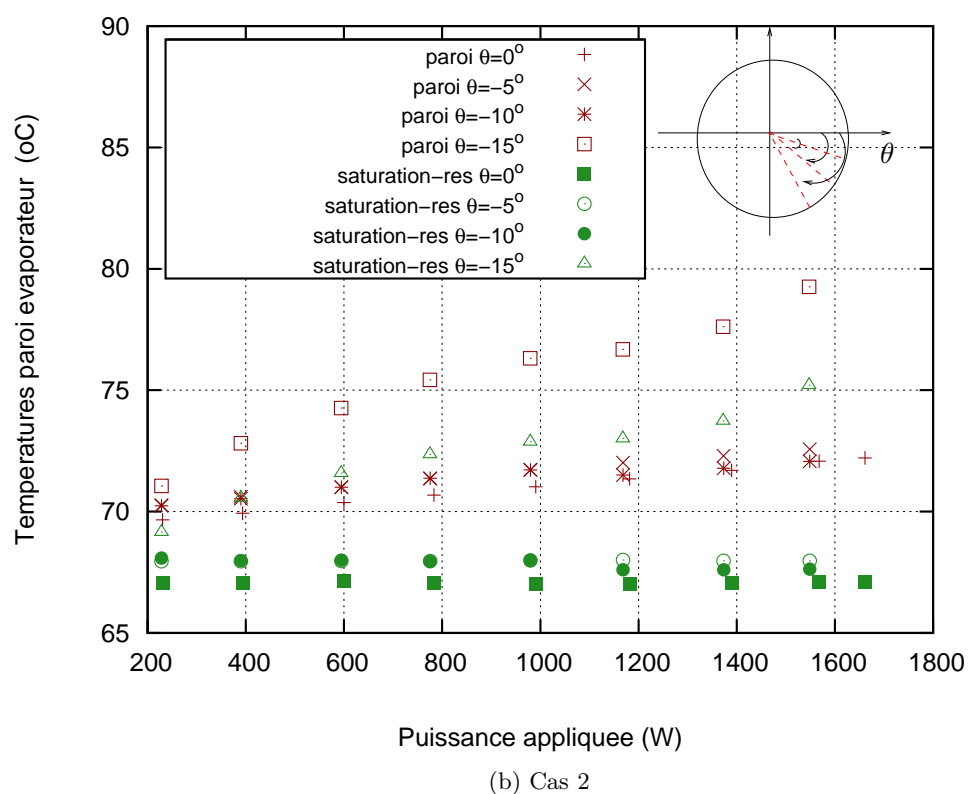
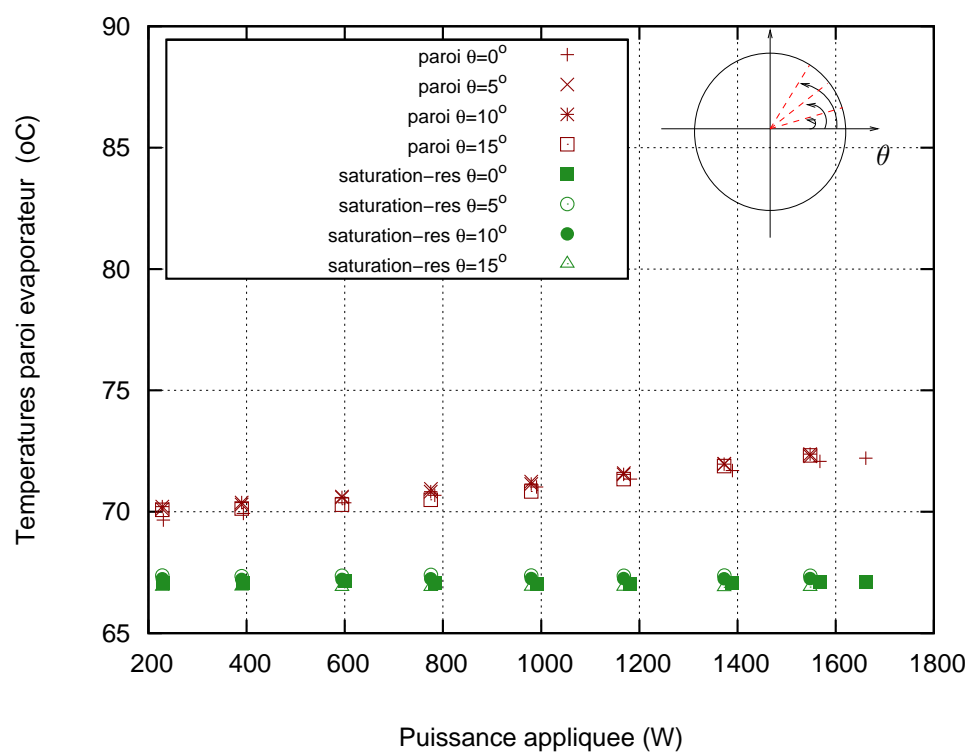


Figure 3.46 – Evolution des températures de la paroi de l'évaporateur avec la puissance : TEST METH-4

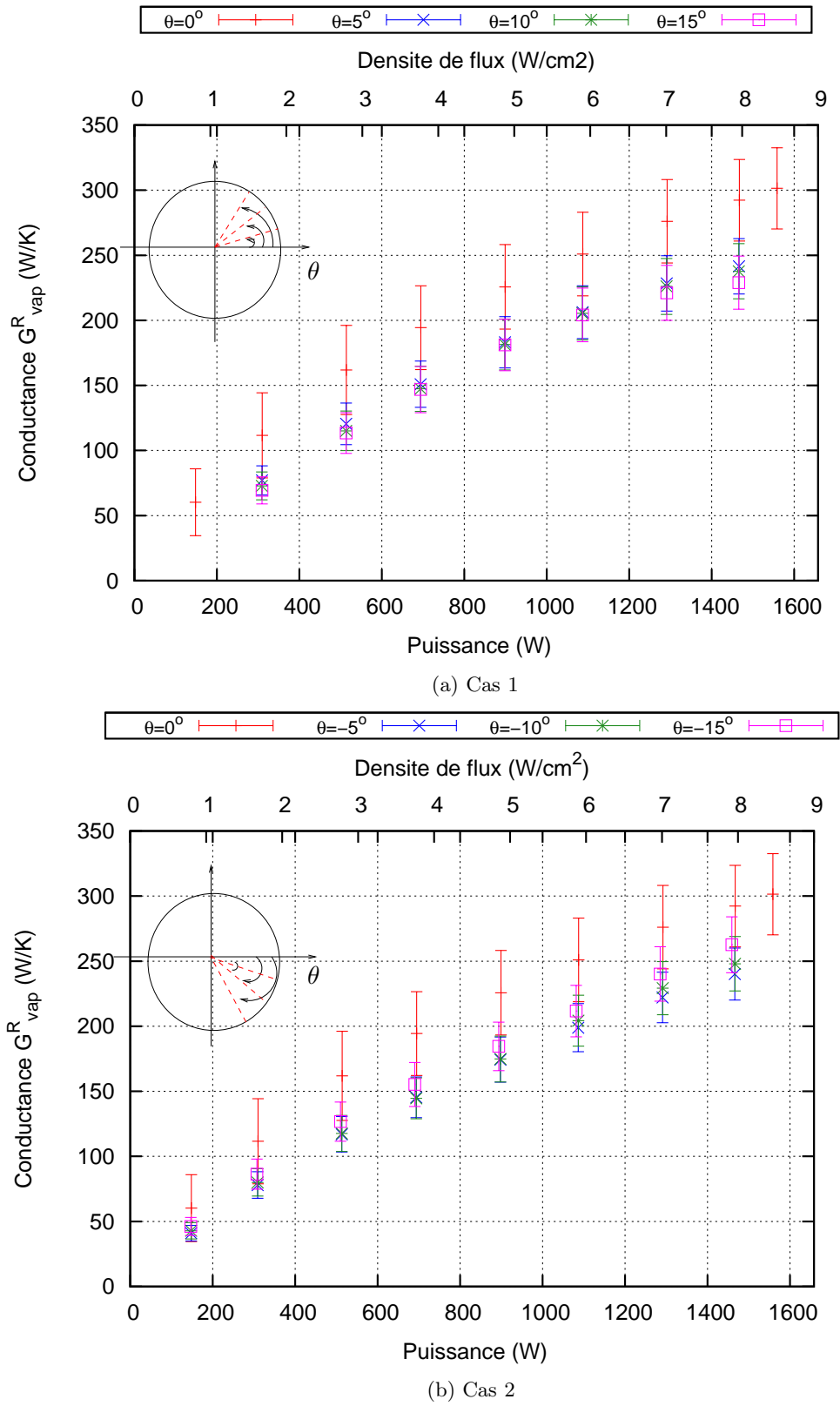


Figure 3.47 – Conductance G_{vap} : TEST METH-4

au démarrage ou à des échelons de puissance appliquée à l'évaporateur ;

- ◇ un dimensionnement des lignes qui se traduit principalement par une sensibilité à l'écoulement liquide notamment dans les transitoires et peu d'effet de la ligne vapeur et du condenseur. On a ainsi montré que dans le cas de l'application d'un échelon de puissance de forte amplitude à l'évaporateur, la boucle pouvait se déstabiliser mécaniquement à des valeurs de puissance bien inférieures à celles supportées en régime stationnaire. En effet, la redistribution des phases au condenseur implique que le débit liquide dépasse systématiquement la valeur du régime final. Nous avons trouvé que ce dépassement (overshoot) correspond toujours à des débits environs 10 fois supérieurs à l'amplitude définie entre les régimes stationnaires initial et final. Ceci se traduit in fine par un accroissement important des pertes de charges dans la conduite liquide et donc aux bornes de l'évaporateur pendant les transitoires pouvant amener le décrochage de l'interface de vaporisation. Nous avons donc montré qu'il est absolument nécessaire de connaître la spécificité du comportement de dissipation du système à refroidir (échelon et amplitude, rampe avec temps de montée et d'application de la puissance, etc) dès l'étape initiale de dimensionnement des lignes.
- ◇ des transitoires consécutifs à des échelons de puissance qui au delà d'une certaine amplitude se traduit par une phase où le liquide perce la mèche et envahit (au moins partiellement) les cannelures et la conduite vapeur.

Concernant les fluides, nous avons mis en évidence que l'éthanol générait un taux de gaz incondensables qui rendait difficile le contrôle de la boucle. D'une façon générale, l'effet des incondensables s'est traduit, dans nos études, par une influence sur le comportement dynamique du réservoir et nous avons constaté que les conditions optimales de contrôle correspondent à des taux d'incondensables faibles.

D'autre part, nous avons montré que les performances de la boucle sont très peu modifiées par l'inclinaison pour des angles inférieurs à 20° comme ceux que peut connaître, au cours d'un vol, un système embarqué dans un avion. À travers les effets de gravité, l'inclinaison impacte la boucle à plusieurs niveaux :

- ◇ régime de condensation : nous nous sommes aperçus que l'inclinaison modifie le régime d'écoulement dans le condenseur et intensifie sensiblement le coefficient d'échange global sur la zone de condensation pour les deux configurations.
- ◇ la pression hydrostatique ΔP_g : l'inclinaison avait un effet de modulation de la pression hydrostatique de $\pm 2000 Pa$.
- ◇ la régulation du réservoir : selon le positionnement autour du réservoir de la sonde qui contrôle le PID, l'inclinaison pouvait avoir un effet déstabilisant sur le système de régulation. Il semble qu'en positionnant la sonde au centre du sommet de la paroi extérieure du réservoir, ce dernier reste insensible à l'inclinaison.

Chapitre 4

Modèle instationnaire de la CPLIP

Le travail de modélisation de la CPLIP présenté dans ce chapitre a pour objectif principal une analyse des trajectoires expérimentales observées. En cela, la démarche est de produire un modèle instationnaire élémentaire de la CPLIP capable de reproduire le comportement global du système notamment lors d'échelons de puissance appliqués à l'évaporateur. Ce travail s'inspire des travaux de modélisation déjà réalisés dans le laboratoire ([Pou96], [PJP⁺04], [LPDJ07] et [Sol09]).

Après validation par confrontation aux données, le modèle servira à l'analyse de la physique fondant la dynamique de la CPLIP à travers l'étude de sensibilité des trajectoires à un certain nombre de mécanismes et paramètres. Le modèle n'est donc pas bâti dans un objectif d'obtenir des simulations complètes et poussées du comportement du système. La démarche est avant tout de capter le couplage élémentaire de mécanismes donnant lieu à un comportement identifié du système. En cela, certains paramètres sont directement calculés à partir des résultats expérimentaux notamment pour assurer des capacités de reproduction quantitative des régimes stabilisés. Le travail théorique de modélisation de la dynamique de la boucle considérée est décrit dans ce chapitre.

Suite à la confrontation des résultats du modèle aux données obtenues dans la partie précédente, une première partie d'analyse restant volontairement proche des trajectoires expérimentales sera présentée en fin de chapitre.

4.1 Modèle

Une vue d'ensemble de la configuration spatiale du modèle est donnée en figure 4.1.

4.1.1 Réservoir

Si l'on considère les résultats expérimentaux issus de ce dispositif, nous avons vu que la température de la zone saturante dans la partie haute du réservoir est extrêmement bien contrôlée. Ceci reste vrai y compris dans les phases instationnaires les plus critiques où le reste de la boucle connaît de fortes évolutions temporelles. Les variations de la température de saturation dans le réservoir T_R restent d'amplitude maximale limitée (à environ 1 K). En première approche, il est possible de considérer que, pour ce dispositif, la dynamique du réservoir impacte peu la dynamique du système. Il n'apparaît a priori donc pas nécessaire d'aller plus loin qu'une simple

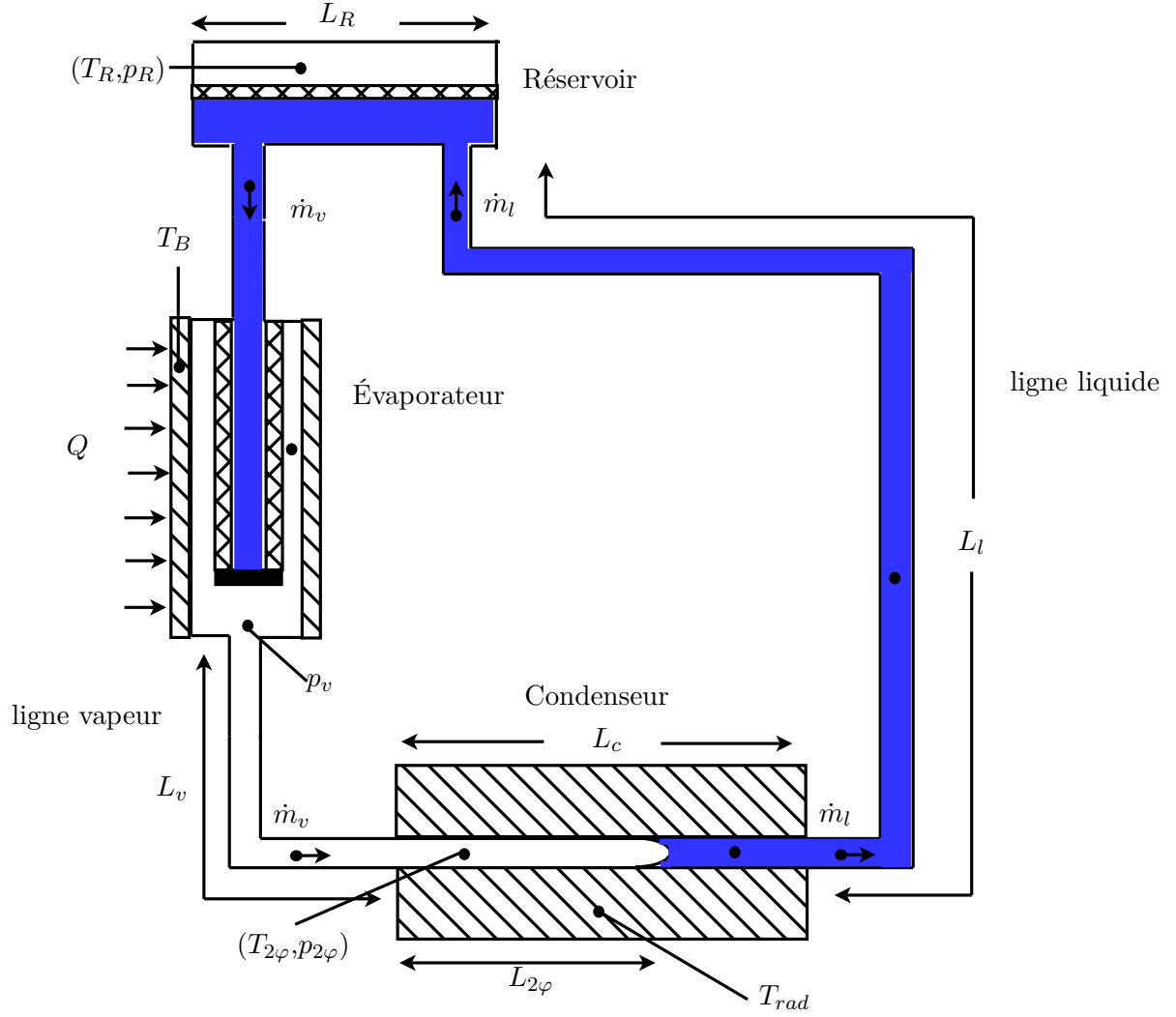


Figure 4.1 – Schéma de la CPLIP avec les variables du modèle

représentation de la pression de saturation imposée par la température de consigne constante à chaque instant.

$$p_{res} = p_{sat}(T_{res}) \quad \text{avec} \quad T_{res} = C^{st} \quad (4.1)$$

Signalons que cette première hypothèse est conforme avec les travaux de modélisation de la CPLIP de Lachassagne [Lac10] et Delalandre [Del11]. Elle est pleinement justifiée pour ce dispositif. D'une façon générale dans les CPL, le réservoir est un élément clé des transitoires comme l'a montré Pouzet [Pou96] et sa modélisation doit être impérativement envisagée.

4.1.2 L'évaporateur

Le modèle d'évaporateur (figure 4.2) est basé sur le couplage :

- ◇ d'un modèle capacitif instationnaire du corps de l'évaporateur qui transmet la puissance (\dot{Q}_{inj}) depuis la charge utile jusqu'à l'interface de vaporisation
- ◇ d'un modèle quasi statique de l'interface de vaporisation positionnée sur la surface externe de la mèche.

Ce modèle permet de déterminer le débit massique vaporisé (\dot{m}_v) et la température moyenne de la charge utile T_B à partir de la connaissance de la conductance G_{eq} quantifiant les phénomènes de transfert de chaleur par conduction depuis la charge jusqu'à l'interface de vaporisation à la température T_v^* . On définit généralement G_{vap} , la conductance à la vaporisation définie par l'écart de température entre la paroi interne de l'évaporateur et l'interface de vaporisation T_v^* . G_{eq} représente alors une conductance tenant compte de la diffusion des cartouches chauffantes à la paroi interne de l'évaporateur en série avec la conductance G_{vap} .

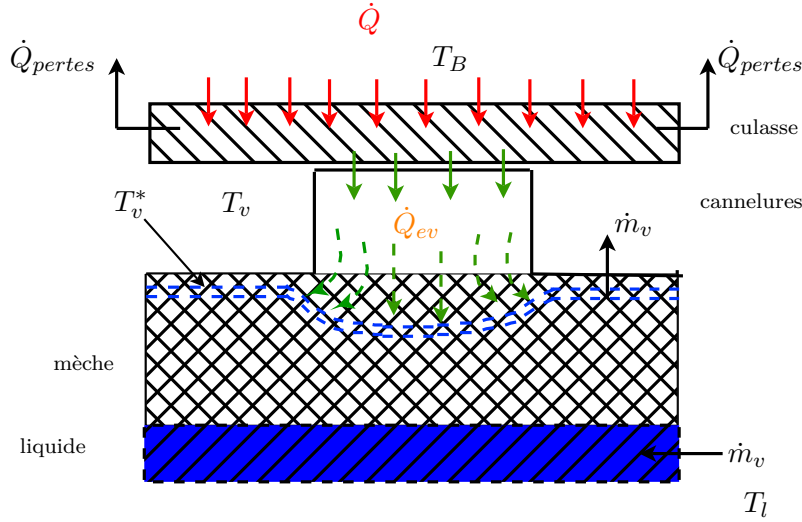


Figure 4.2 – Variables du modèle de l'évaporateur

Hypothèses

- ◇ La dynamique de l'évaporateur est dominée par l'inertie thermique de la culasse et de la masse thermique attachée.
- ◇ Il n'y a pas d'accumulation de masse dans la mèche poreuse (interface fixe).

Les hypothèses considérées aboutissent au système d'équation suivant :

$$(\rho C_p \Omega)_m \frac{dT_B}{dt} = \dot{Q}_{inj} - G_{eq}(T_B - T_v^*) \quad (4.2)$$

$$\dot{m}_v = \frac{G_{eq}(T_B - T_v^*)}{\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - T_l)} \quad (4.3)$$

$$T_v^* = T_{sat}(p_v^*) \quad (4.4)$$

$$p_v^* = p_v + \Delta p_{can} \quad (4.5)$$

$$G_{eq} = \frac{G_{vap} G_{diff,eq}}{G_{vap} + G_{diff,eq}} \quad \text{où} \quad \frac{1}{G_{diff,eq}} = \frac{1}{G_{diff,b}} + \frac{1}{G_{diff,p}} \quad (4.6)$$

où $G_{diff,b} = \frac{\epsilon_{bloc}}{\lambda_{bloc} S_{bloc}}$; $G_{diff,p} = \frac{\epsilon_p}{\lambda_p S_p}$; $\dot{Q}_{inj} = \dot{Q} - \dot{Q}_{pertes}$ et \dot{Q}_{pertes} la partie du flux dissipé dans l'atmosphère par le système de chauffe.

La température T_l est la température du liquide sous-refroidi en entrée de l'évaporateur : elle sera choisie ici comme \bar{T}_l la température moyenne entre T_{amb} et T_{res} (lignes non isolées) en considérant le fait que :

$$\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - \bar{T}_l) + C_{pl}(\bar{T}_l - T_l) \simeq \Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - \bar{T}_l)$$

soit que :

$$\frac{C_{pl}(\bar{T}_l - T_l)}{\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - \bar{T}_l)} \ll 1 \quad (4.7)$$

Dans le cas de nos tests, la valeur maximale :

$$\frac{C_{pl}(\bar{T}_l - T_{res})}{\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_{res} - \bar{T}_l)} \simeq 5\%$$

ce qui valide l'hypothèse (Eq 4.7).

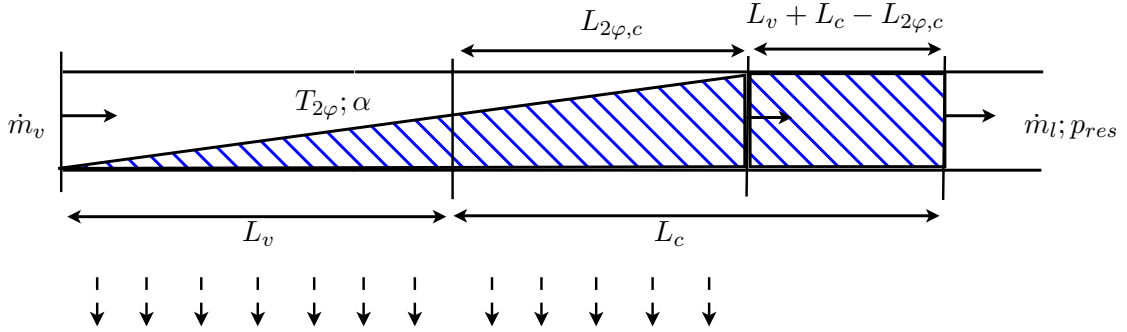
La température de l'interface de vaporisation T_v^* sera déduit de la pression p_v^* au niveau des cannelures sous l'hypothèse de saturation (surchauffe négligeable).

4.1.3 L'ensemble condenseur et lignes

Le modèle de l'ensemble condenseur et ligne liquide est constitué de deux volumes de contrôle respectivement associés au fluide saturant et au liquide sous-refroidi en aval de la zone de condensation (cf. figure 4.3). A partir de la connaissance du débit massique de vapeur en entrée \dot{m}_v et de la pression de sortie p_R , il restitue le comportement instationnaire du condenseur et de l'écoulement du liquide jusqu'à la sortie de la ligne à travers l'évolution de la longueur de condensation ($L_{2\varphi}$) et du débit massique absolu du liquide (\dot{m}_l). Il permet aussi de suivre les évolutions de la température moyenne de condensation ($T_{2\varphi}$). On s'appuie pour cela sur un comportement homothétique de la distribution des phases permettant de considérer que le taux de vide global α de la zone de condensation est constant pour un régime de condensation donné. Cet angle de modélisation puise sa source dans les travaux de Wedekind [WBB78] repris par Pouzet [Pou96] et Soler [Sol09].

Hypothèses

- ◇ la désurchauffe est négligée : la condensation commence à la sortie de l'évaporateur
- ◇ la zone diphasique est uniforme en température $T_{2\varphi} : \frac{T_v - T_{2\varphi}}{T_{2\varphi}} \ll 1$;
- ◇ un taux de vide global constant dans la zone de condensation ($\alpha = C^{st}$) et un coefficient d'échange global constant dans la zone ligne vapeur ($h_{2\varphi,amb} = C^{st}$) ainsi que dans le condenseur ($h_{2\varphi,c} = C^{st}$) ;
- ◇ le liquide est supposé incompressible.



$$\dot{Q}_{2\varphi} = h_{2\varphi,c} \pi D_c L_{2\varphi,c} (T_{2\varphi} - T_{rad}) + h_{2\varphi,amb} \pi D_v L_v (T_{2\varphi} - T_{amb})$$

Figure 4.3 – Variables du modèle de l'ensemble condenseur & lignes

En considérant de plus que dans nos tests, $T_{amb} = T_{rad}$, on a :

$$\frac{dL_{2\varphi,c}}{dt} = \frac{\dot{m}_v - \dot{m}_l}{A_c(\rho_{2\varphi,c} - \rho_l)} \quad (4.8)$$

$$\frac{d\dot{m}_l}{dt} = \left[\frac{(L_c - L_{2\varphi})}{A_c} + \frac{L_R}{A_R} + \frac{L_l}{A_l} \right]^{-1} [(p_{2\varphi,c} - p_R) - \Delta p_l - \Delta p_g] \quad (4.9)$$

$$T_{2\varphi,c} = T_{rad} + \frac{\Delta H_{vap}}{(h_{2\varphi,c} \pi D_c L_{2\varphi} + h_{2\varphi,amb} \pi D_v L_v)} \left[\dot{m}_v - \rho_v \frac{\dot{m}_v - \dot{m}_l}{\rho_v - \rho_l} \right] \quad (4.10)$$

$$p_v = p_{2\varphi,c} + \Delta p_{v,l} + \Delta p_{v,c} \quad (4.11)$$

où Δp_l est la perte de charge visqueuse dans l'ensemble du liquide et $p_{2\varphi,c} = p_{sat}(T_{2\varphi,c})$, Δp_g est la pression hydrostatique, $\Delta p_{v,l}$ et $\Delta p_{v,c}$ sont respectivement la perte de charge visqueuse dans la conduite vapeur et dans le condenseur. À ce sujet, ces deux derniers termes sont évalués en considérant l'hypothèse simplificatrice selon laquelle les effets visqueux dans la partie diphasique sont proches du frottement d'une phase vapeur sur la longueur correspondante.

4.2 Paramètres et conditions limites

4.2.1 Conductance à l'évaporateur

La conductance G_{vap}^V quantifiant les phénomènes de transfert de chaleur par conduction dans la culasse et jusqu'à l'interface de vaporisation à la température T_v^* est très difficile à déterminer non seulement à cause de la complexité de la géométrie interne de l'évaporateur, mais aussi à cause de la complexité du phénomène de changement

de phase s'opérant au niveau des ménisques en surface du milieu poreux. Dans l'ensemble des travaux de modèle de boucle, ce paramètre est systématiquement évalué à partir des résultats expérimentaux. On peut classiquement calculer la température à l'interface de vaporisation T_v^* à partir de la température de saturation dans le réservoir T_R et des pertes de charge selon la relation :

$$G_{vap}^V = \frac{\dot{Q}_{inj}}{(\bar{T}_p - T_v^*)} \quad \text{avec} \quad \bar{T}_p = \frac{1}{32} \sum_{j=1}^{32} T_p^j \quad (4.12)$$

Cette valeur de G_{vap}^V intègre en réalité une partie de diffusion dans la paroi de l'évaporateur. Pour remonter au G_{vap} uniquement associé aux transfert par vaporisation (et éventuellement par convection) au sein de l'évaporateur, il faut tenir compte de la diffusion dans la paroi de l'évaporateur.

$$\frac{1}{G_{vap}} = \frac{1}{G_{vap}^V} - \frac{1}{G_{diff,p}} \quad (4.13)$$

$$\frac{1}{G_{vap}} = \frac{1}{G_{vap}^V} - \frac{\epsilon_p}{\lambda_p S_p}$$

où ϵ_p , λ_p et S_p représentent respectivement l'épaisseur, la conductivité thermique et la surface de la paroi de l'évaporateur.

Les résultats de la conductance G_{vap}^V en fonction de la puissance appliquée sont sur la figure 4.4. On remarque qu'avec cette approche la conductance G_{vap}^V et donc G_{vap} augmente avec la puissance. Ce qui est difficilement explicable physiquement.

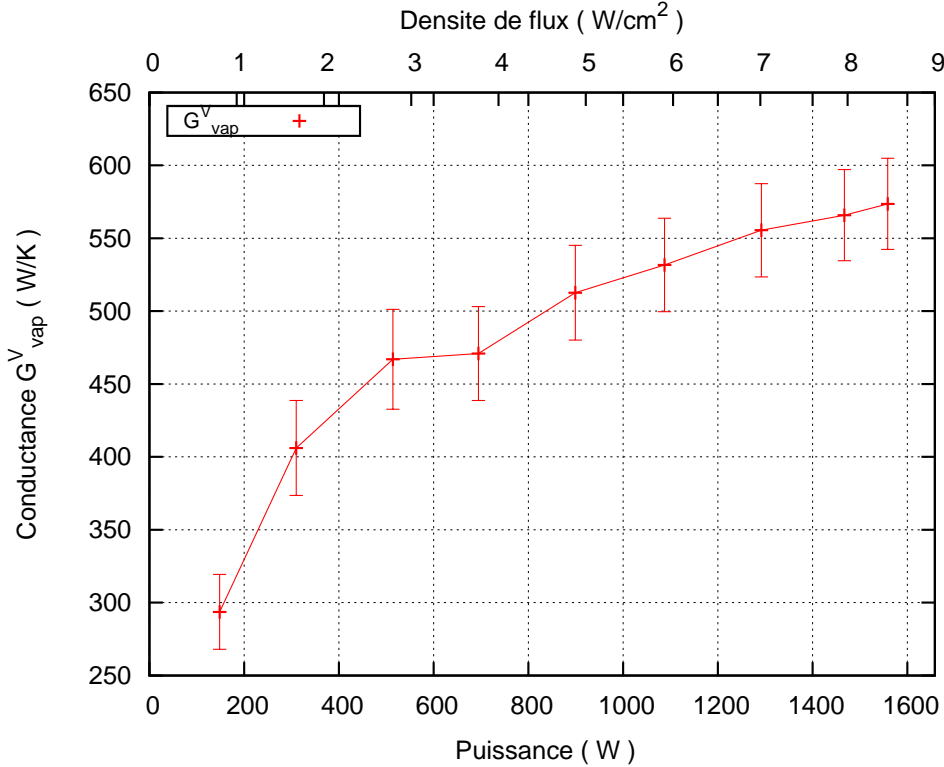


Figure 4.4 – Conductance à l'évaporateur : TEST METH-1

Pour évaluer la conductance G_{vap} , nous proposons une autre approche : elle consiste à déduire ce paramètre de la connaissance de la conductance G_{vap}^R (plus précisément évaluée), de la perte de charge dans les cannelures (Δp_{can}), de la perte de charge dans la conduite vapeur ($\Delta p_{v,l}$), de la perte de charge dans la conduite liquide (Δp_l), de la perte de charge aux bornes du condenseur $\Delta p_{v,c}$ et la perte de charge gravitaire (Δp_g).

$$G_v^{res} = \frac{\dot{Q}_{inj}}{(\bar{T}_p - T_{res})} \quad (4.14)$$

$$G_v^{res} = \frac{\dot{Q}_{inj}}{\underbrace{(\bar{T}_p - T_v^* + T_v^* - T_{res})}_{\frac{\dot{Q}_{inj}}{G_{vap}^V} \quad \frac{\Delta p_{v,res}}{K_{sat}}}}$$

où $K_{sat} = \left. \frac{dp_{sat}}{dT} \right|_{T_{res}}$ est la pente de la courbe de saturation au point T_{res}

$$\Delta p_{v,res} = \Delta p_{can} + \Delta p_{v,l} + \Delta p_{v,c} + \Delta p_l + \Delta p_g \quad (4.15)$$

La figure 4.5 présente la répartition de la perte de charge avec la puissance appliquée dans la boucle calculée à partir des corrélations usuelles. On constate sur cette figure que les courbes de tendance de la somme de la perte de charge dans les cannelures et dans la conduite vapeur ainsi que la perte charge dans la conduite liquide sont suffisamment représentées par des lois polynomiales d'ordre 2 dont les expressions analytiques sont les suivantes.

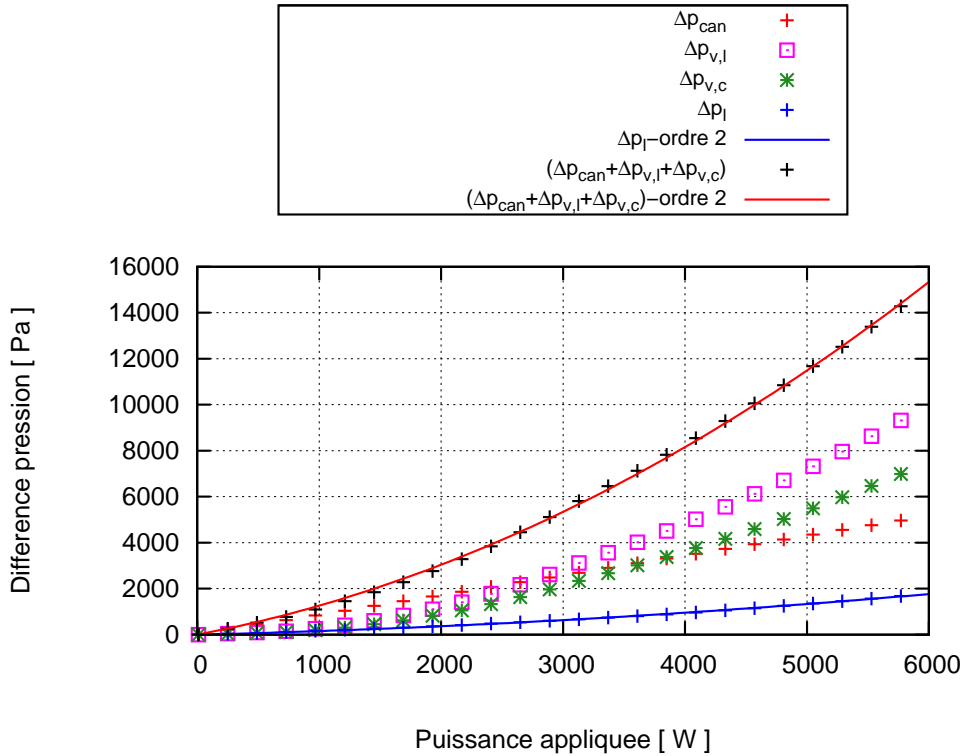


Figure 4.5 – Répartition de la perte de charge : TEST METH-1

$$\Delta p_{can} + \Delta p_{v,l} + \Delta p_{v,c} = K_{1,v} \dot{Q}_{inj} + K_{2,v} \dot{Q}_{inj}^2$$

avec $K_{1,v} = 0,890926 \text{ Pa/W}$ et $K_{2,v} = 0,0002622 \text{ Pa/W}$

$$\Delta p_l = K_{1,l} \dot{Q}_{inj} + K_{2,l} \dot{Q}_{inj}^2$$

avec $K_{1,l} = 0,146487 \text{ Pa/W}$ et $K_{2,l} = 2,16141.10^{-5} \text{ Pa/W}$

L'équation 4.15 peut donc s'écrire sous la forme :

$$\Delta p_{v,res} = \Delta p_g + (K_{1,v} + K_{1,l}) \dot{Q}_{inj} + (K_{2,v} + K_{2,l}) \dot{Q}_{inj}^2$$

On obtient ainsi une expression de la conductance G_{vap}^R en fonction du flux et de paramètres interprétables physiquement.

$$G_v^{res} = \frac{\dot{Q}_{inj}}{\frac{\Delta p_g}{K_{sat}} + \frac{\dot{Q}_{inj}}{G_{vap}^V} + \frac{(K_{1,v} + K_{1,l}) \dot{Q}_{inj}}{K_{sat}} + \frac{(K_{2,v} + K_{2,l}) \dot{Q}_{inj}^2}{K_{sat}}} \quad (4.16)$$

À partir de la connaissance de la conductance G_v^{res} (Eq. 4.14), on trace une courbe de tendance suivant l'équation 4.16 et on en déduit, par ajustement de la courbe sur les données la valeur de la conductance G_{vap} . Sur la gamme de puissance associée au test METH-1 (figure 4.6), on trouve que la conductance G_{vap}^V est de l'ordre de 535 W/K (ce qui correspond à la valeur finale de la courbe figure 4.4) soit G_{vap} valant 730 W/K . Le fait qu'il est possible de trouver une valeur constante de G_{vap} peut confirmer que, le front de vaporisation peut être considéré comme fixe sur la gamme de flux et de densités explorée.

4.2.2 Coefficients d'échange et taux de vide moyen au condenseur

La valeur du coefficient d'échange global dans le condenseur $h_{2\varphi,c}$ est déterminée à partir des résultats expérimentaux (paragraphe 3.1.5 figure 3.20).

Le coefficient d'échange global $h_{2\varphi,amb}$ est lui aussi évalué expérimentalement : la conduite vapeur étant non isolée, le test consiste à déterminer la puissance minimale permettant au front de condensation de se positionner en entrée de condenseur, ensuite d'en déduire le coefficient d'échange global $h_{2\varphi,amb}$. La puissance qui correspond aux pertes à l'ambiance par condensation dans la ligne vapeur est estimée à 200 W ce qui correspond à un coefficient d'échange global $h_{2\varphi,amb}$ de l'ordre de $21 \text{ W/m}^2/\text{K}$.

Le taux de vide est pris égal à 0,5, représentatif en moyenne d'un régime stratifié.

Le tableau 4.1 récapitule les différentes valeurs des paramètres du modèle.

$G_{vap}^V (\text{W/K})$	$h_{2\varphi,c} (\text{W/m}^2/\text{K})$	$h_{2\varphi,amb} (\text{W/m}^2/\text{K})$	α
535	250	21	0,5

Tableau 4.1 – Récapitulatif des paramètres

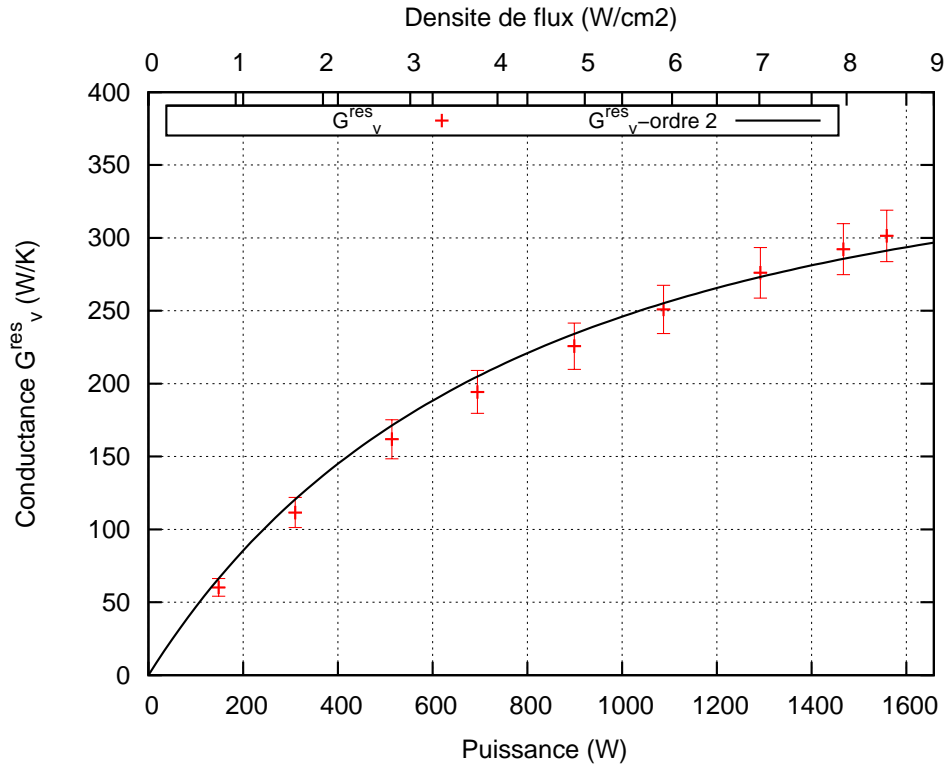


Figure 4.6 – Conductance à l'évaporateur : TEST METH-1

4.2.3 Conditions limites imposées

Le modèle connaît les conditions limites suivantes représentatives des conditions opératoires :

- ◇ la puissance appliquée sur la paroi de l'évaporateur ;
- ◇ la température de la source froide T_{rad}
- ◇ la température ambiante T_{amb} ;
- ◇ la température de saturation dans le réservoir.

4.3 Confrontation avec les résultats expérimentaux

La validation des qualités de description du modèle en régime dynamique a été effectuée pour le cas d'une succession de paliers de puissance croissants et décroissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. Le scénario de puissance imposée à l'évaporateur ainsi que les autres conditions aux limites correspondent aux tests METH-2 et METH-3. La validation est faite par rapport aux mesures des températures de paroi de l'évaporateur, du débit massique liquide et de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur.

4.3.1 Résultats avec le jeu de paramètres issu de l'expérimentation

La comparaison entre les résultats de modélisation et expérimentaux est faite dans un premier temps en choisissant comme scénario de puissance imposée à l'évaporateur celui du test METH-2.

Ecart entre la température moyenne de paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir

La figure 4.7 représente l'écart entre la température moyenne de paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir.

Pour les échelons de puissance croissants, on constate que le modèle sous-estime l'amplitude de cet « overshoot »

On observe, tout d'abord, un « overshoot » de température lors des phases transitoires pour les échelons de puissance montants. Il est plus marqué à forte puissance. On constate que le modèle sous-estime d'environ 14 % l'amplitude des « overshoot » et la durée totale de la phase thermique d'environ 70 % sur toute la gamme de puissance. Cependant, il reproduit le fait qu'il est de plus forte amplitude avec la puissance. D'autre part, le temps de réponse et les valeurs de température correspondant aux régimes permanents sont correctement évalués par le modèle.

Il en est de même pour les échelons de puissance décroissants (figure 4.8). Si ce n'est que dans l'expérience, la dynamique du réservoir se superpose à celle des autres composants.

Evolution du débit

La figure 4.9 représente l'évolution du débit massique liquide. On constate que le modèle reproduit de manière convenable les amplitudes des « overshoots » en débit (figure 4.11). D'autre part, il capte de façon satisfaisante le temps de réponse. Cependant, le modèle sous-estime sensiblement d'environ 25 % la durée de la phase de redistribution du liquide entre le condenseur et le réservoir pour les échelons de puissance croissants sur toute la gamme de puissance.

Pour les échelons de puissance décroissants (figure 4.10), le modèle ne permet pas de reproduire la dynamique au delà des premiers 10 s. Si cela est bien prévisible pour les phases où la mèche décroche, cela est plus surprenant à faible amplitude. Il semble difficile de ne pas conclure qu'il y a un défaut de description de cette phase par le modèle proposé.

Evolution de la perte de charge

La figure 4.12 représente l'évolution de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur. On constate que, malgré la bonne estimation des amplitudes des « overshoots » en débit, les amplitudes des « overshoots » en pression sont très sous-estimées d'environ 30 % par le modèle sur toute la gamme de puissance (figure 4.14). Les corrélations utilisées aboutissent systématiquement au fait que les pertes de charge dans les coudes sont négligeables face aux pertes de charge linéiques. Il est pourtant connu que les coudes peuvent développer de la turbulence bien en deçà des seuils de Reynolds critiques. Le non prise en compte de cet effet peut expliquer la sous-estimation.

Pour les échelons de puissance décroissants (figure 4.13) c'est la même constatation que pour le débit.

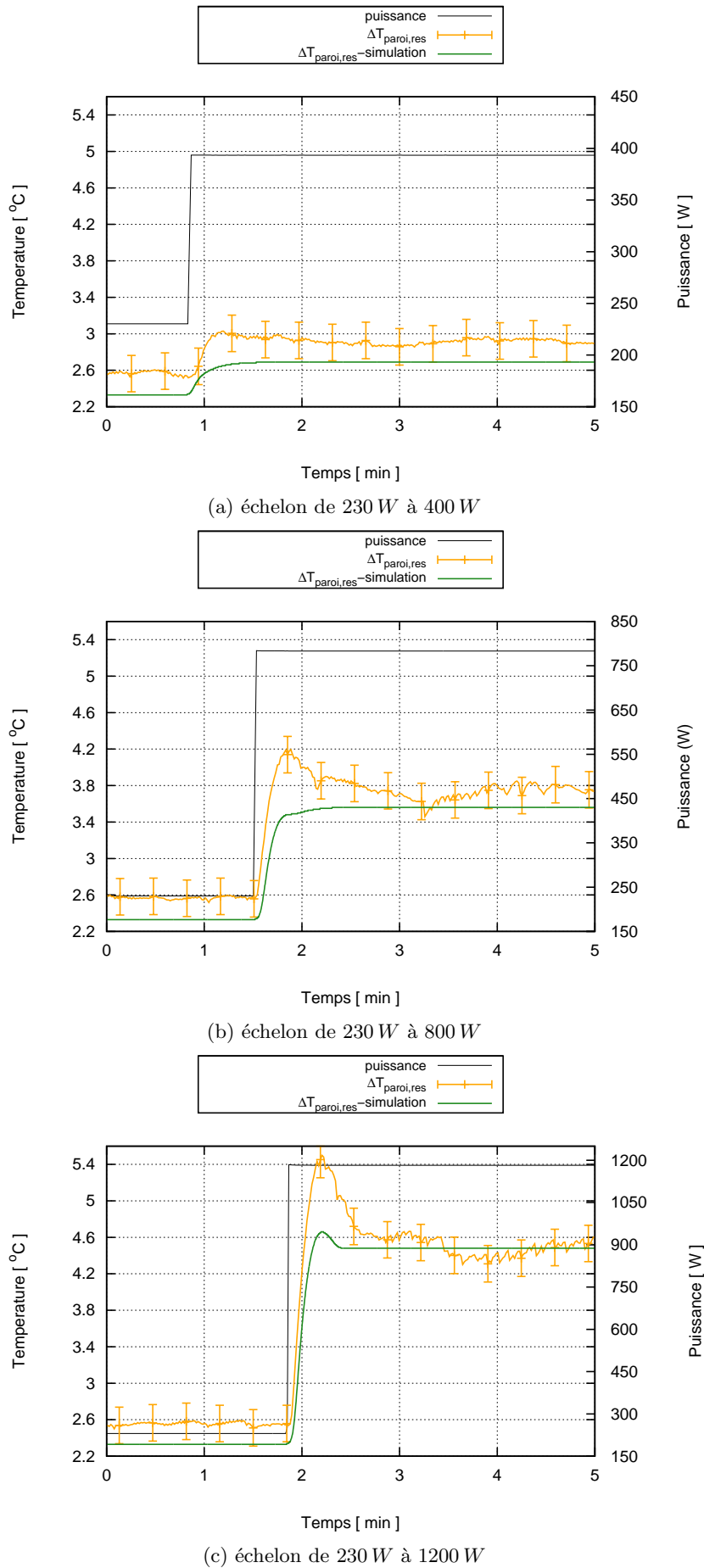


Figure 4.7 – Evolution de l'écart de température entre la température moyenne de paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir : Test METH-2

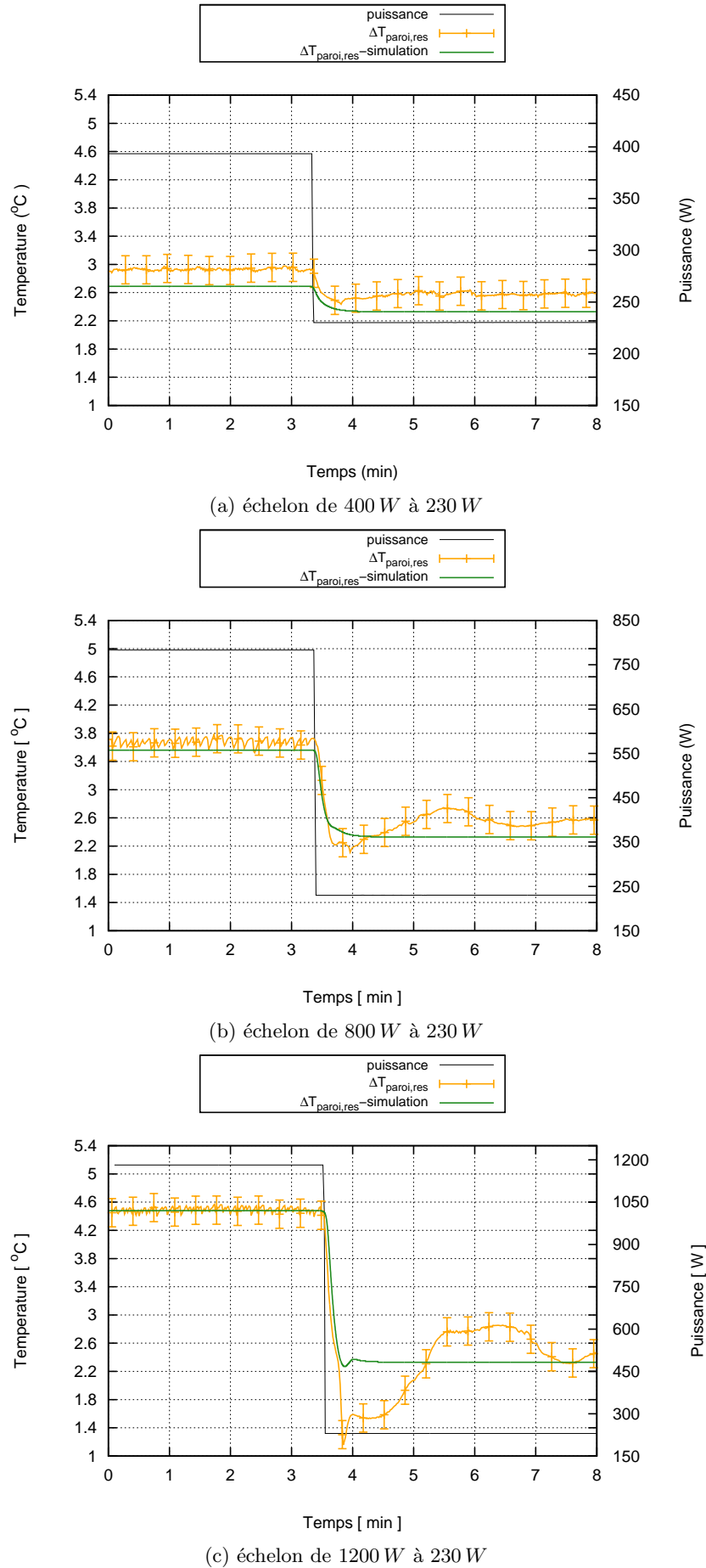


Figure 4.8 – Evolution de l'écart de température entre la température moyenne de paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir : Test METH-2

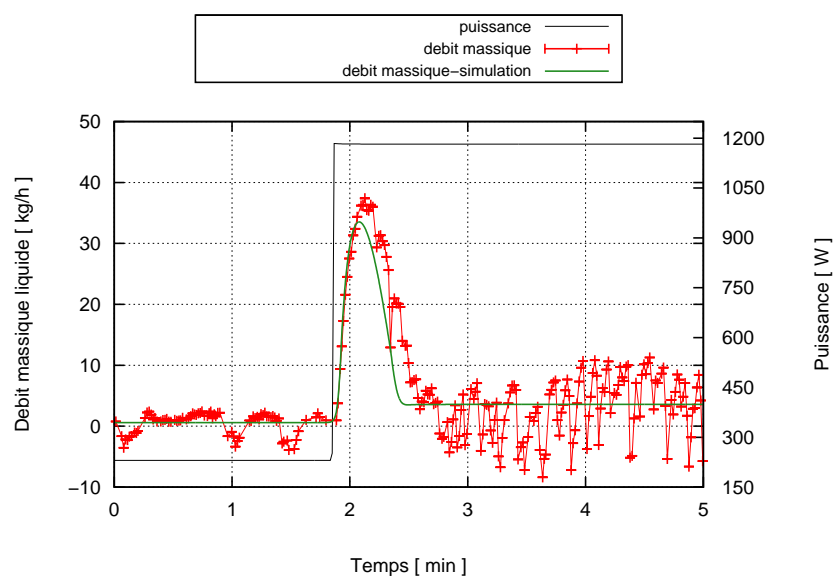
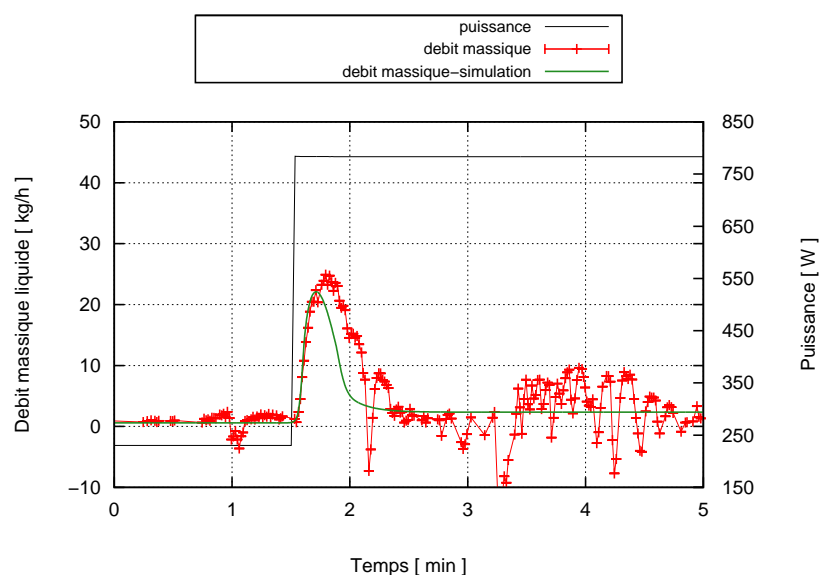
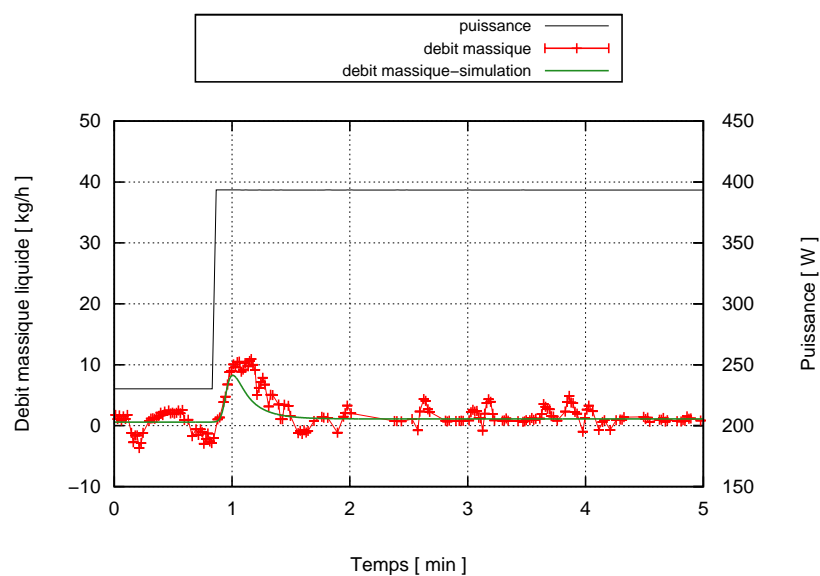
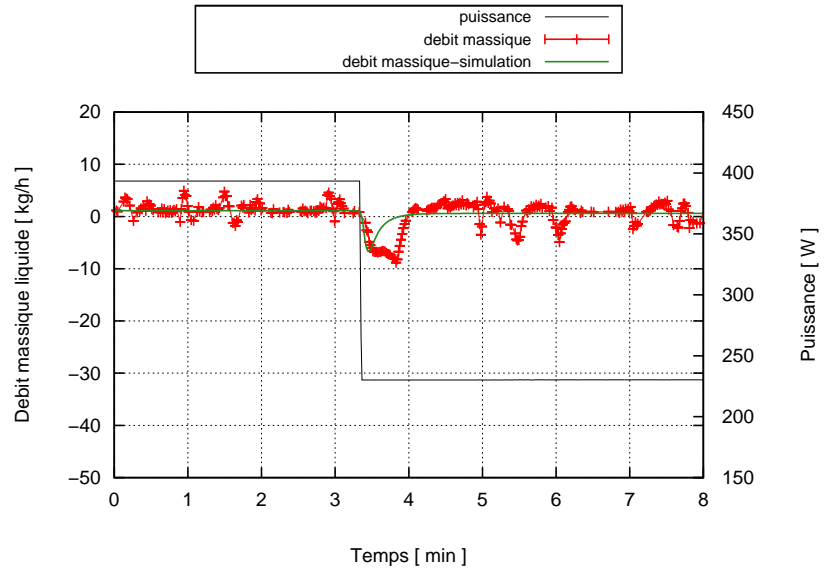
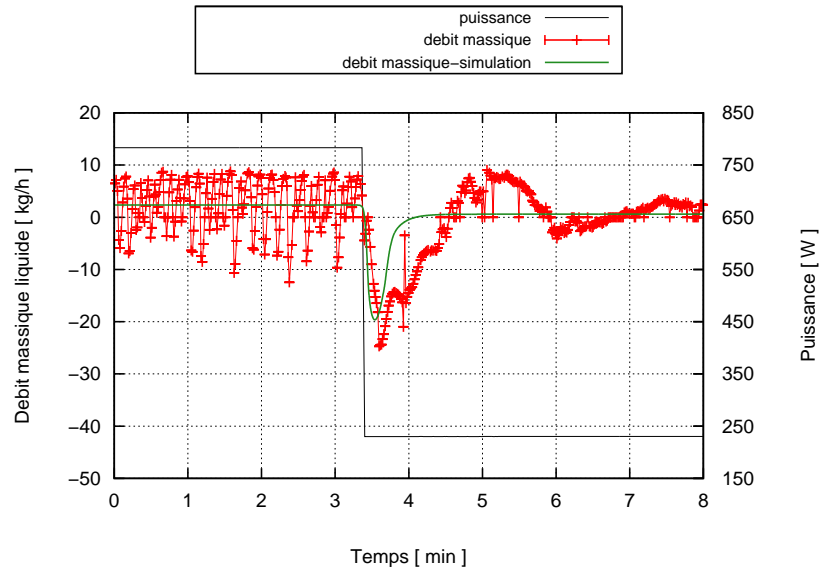


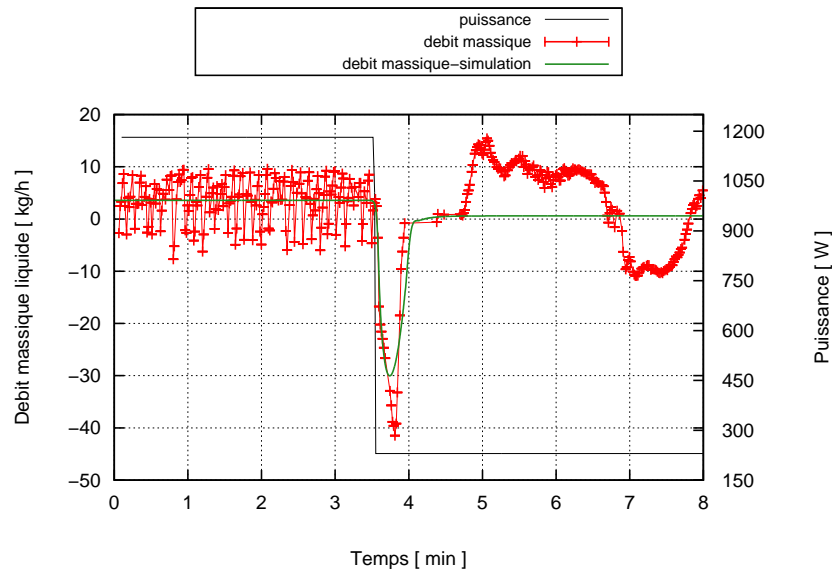
Figure 4.9 – Evolution du débit : Test METH-2



(a) échelon de 400 W à 230 W



(b) échelon de 800 W à 230 W



(c) échelon de 1200 W à 230 W

Figure 4.10 – Evolution du débit : Test METH-2

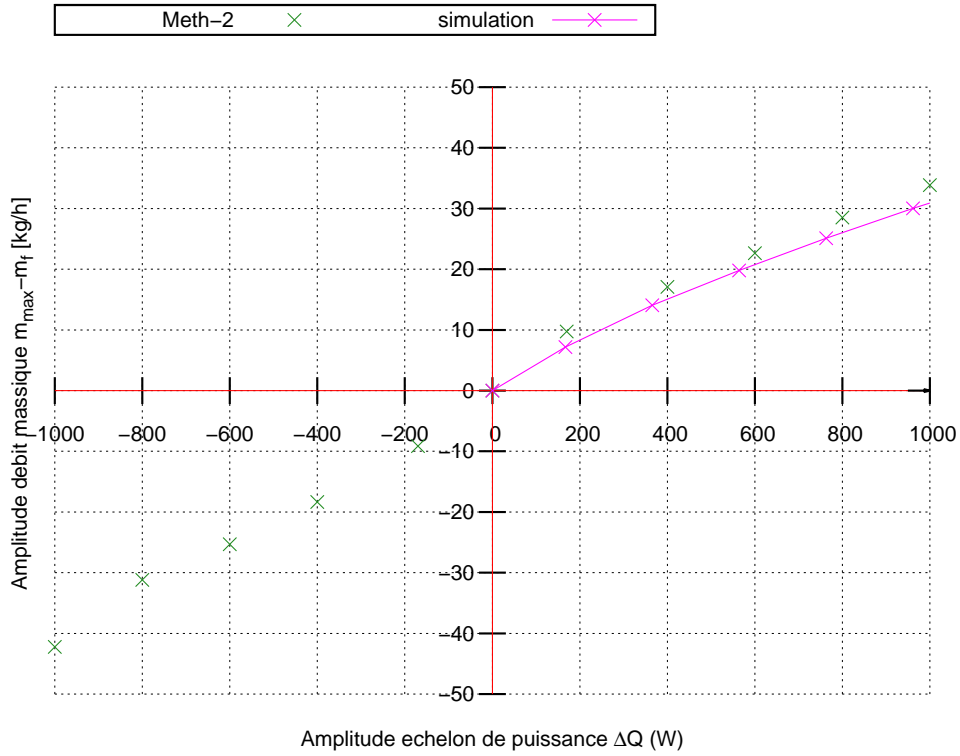


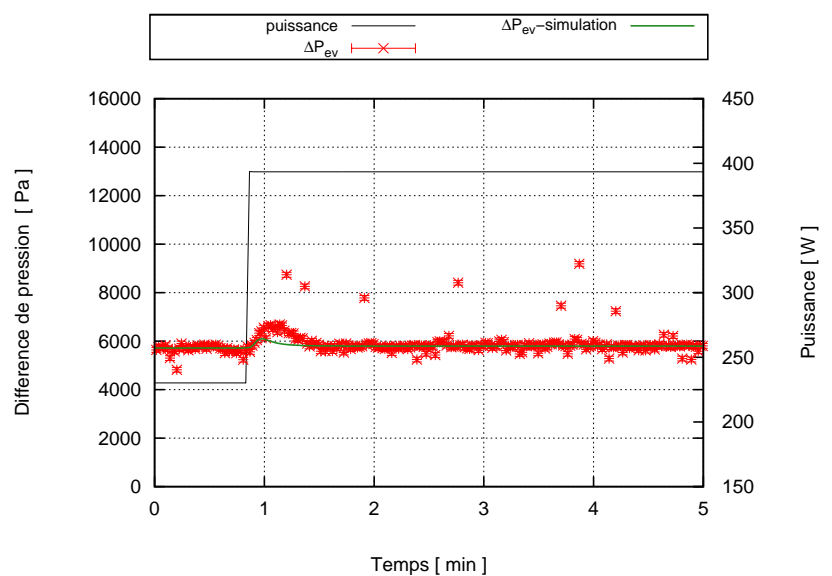
Figure 4.11 – Amplitude du débit massique liquide en fonction de l’amplitude de l’échelon : TEST METH-2

4.3.2 Etude de sensibilités aux paramètres

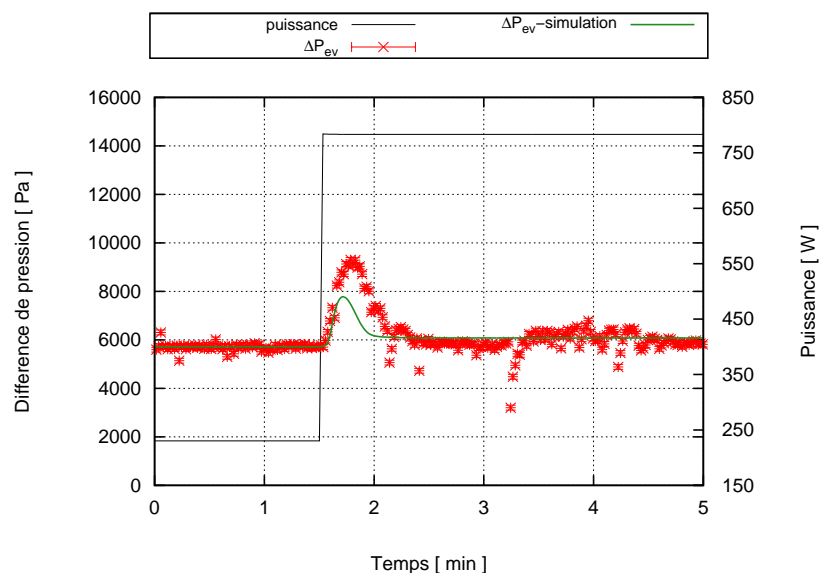
Pour améliorer les capacités de simulation de ces trajectoires en exploitant au mieux le modèle, nous allons chercher à recaler certains paramètres et en particulier ceux intervenant dans le modèle de condenseur. Pour cela, notre approche se base sur le calcul de sensibilité aux paramètres qui nous permet de prédire comment le modèle va réagir par rapport aux paramètres d’entrée et la manière dont les différentes parties du modèle interagissent.

Les figures 4.15 et 4.16 représentent respectivement les sensibilités au coefficient d’échange global $h_{2\varphi,c}$ et au taux de vide dans la zone de condensation α , du débit massique liquide \dot{m}_l et de la différence de pression aux bornes de l’évaporateur Δp_{ev} . Pour qu’elles soient dimensionnellement comparables, la valeur de sensibilité est multipliée par 10 % de chaque paramètre.

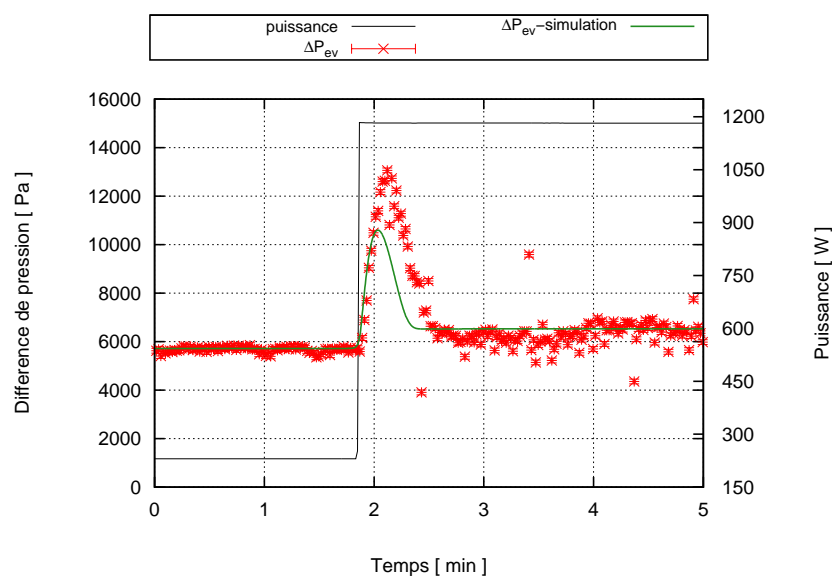
On constate sur ces figures qu’une augmentation du coefficient d’échange global $h_{2\varphi,c}$ dans la zone de condensation engendre une diminution des « overshoots » du débit massique liquide, de la différence de pression aux bornes de l’évaporateur et ainsi que la durée de la phase de redistribution du fluide. Ceci s’explique par le fait qu’en augmentant le coefficient d’échange global $h_{2\varphi,c}$, on intensifie les échanges thermiques lors de la condensation par conséquent on réduit sensiblement la longueur de condensation. La vitesse du front de condensation est plus faible et il y a moins de liquide à évacuer vers le réservoir et donc une diminution des amplitudes des « overshoots » et une durée plus courte de la phase redistribution du fluide entre le condenseur et le réservoir.



(a) échelon de 230 W à 400 W

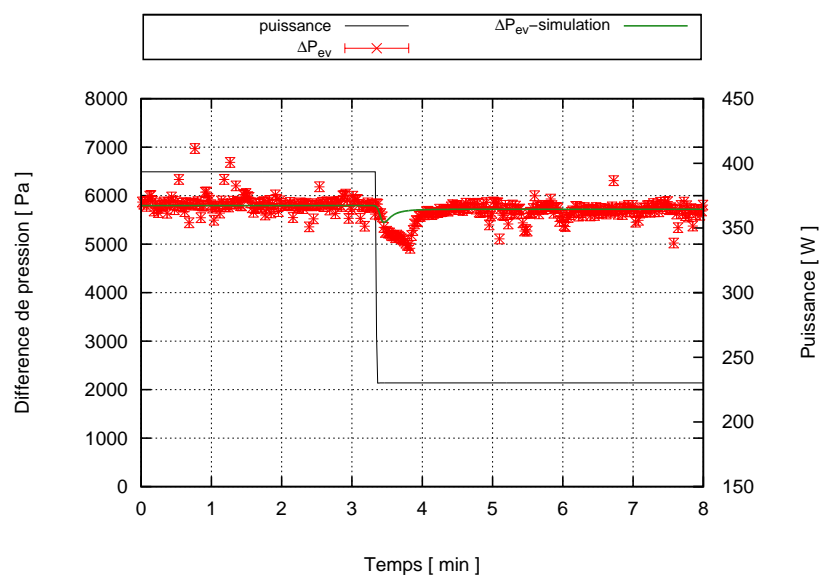


(b) échelon de 230 W à 800 W

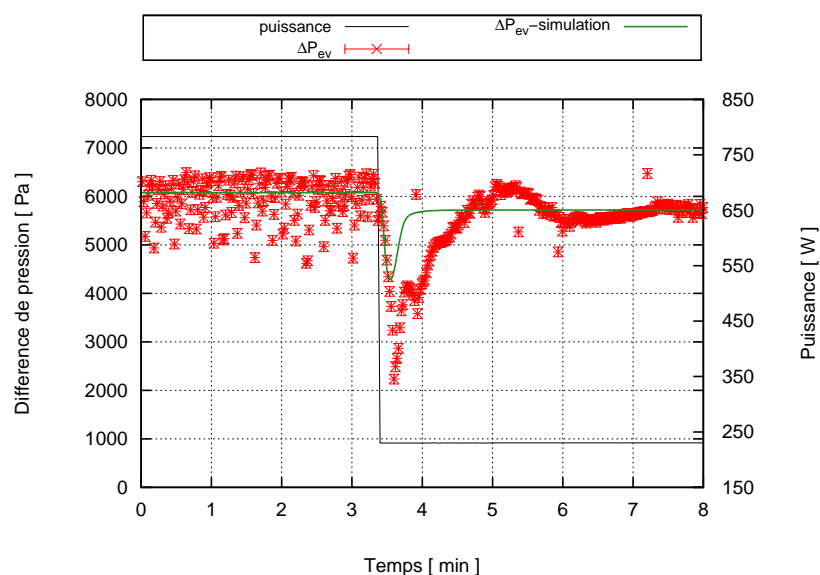


(c) échelon de 230 W à 1200 W

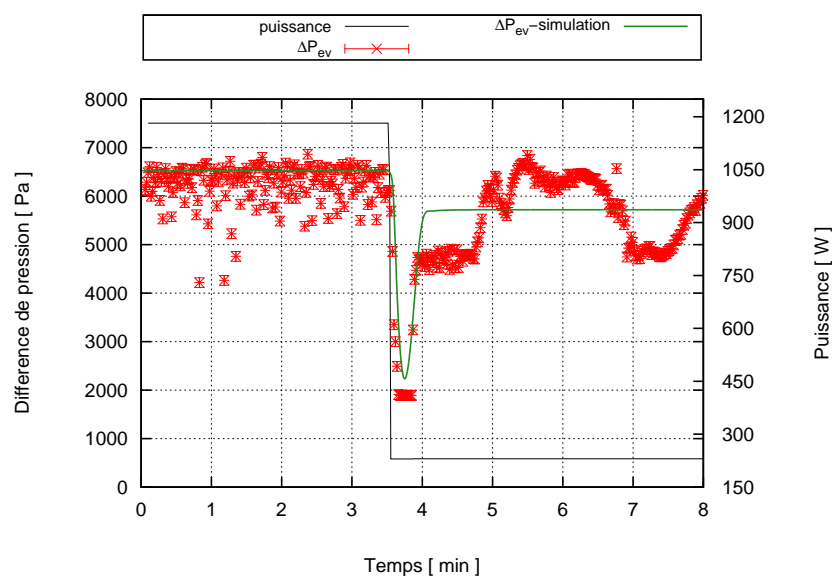
Figure 4.12 – Evolution de la perte de charge : Test METH-2



(a) échelon de 400 W à 230 W



(b) échelon de 800 W à 230 W



(c) échelon de 1200 W à 230 W

Figure 4.13 – Evolution de la perte de charge : Test METH-2

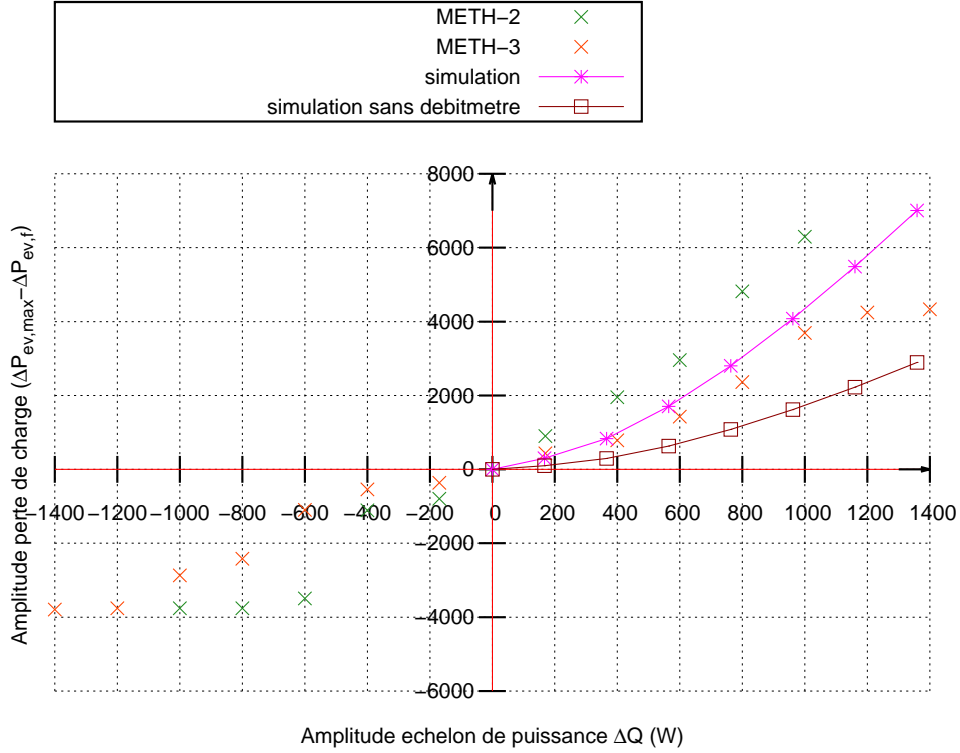


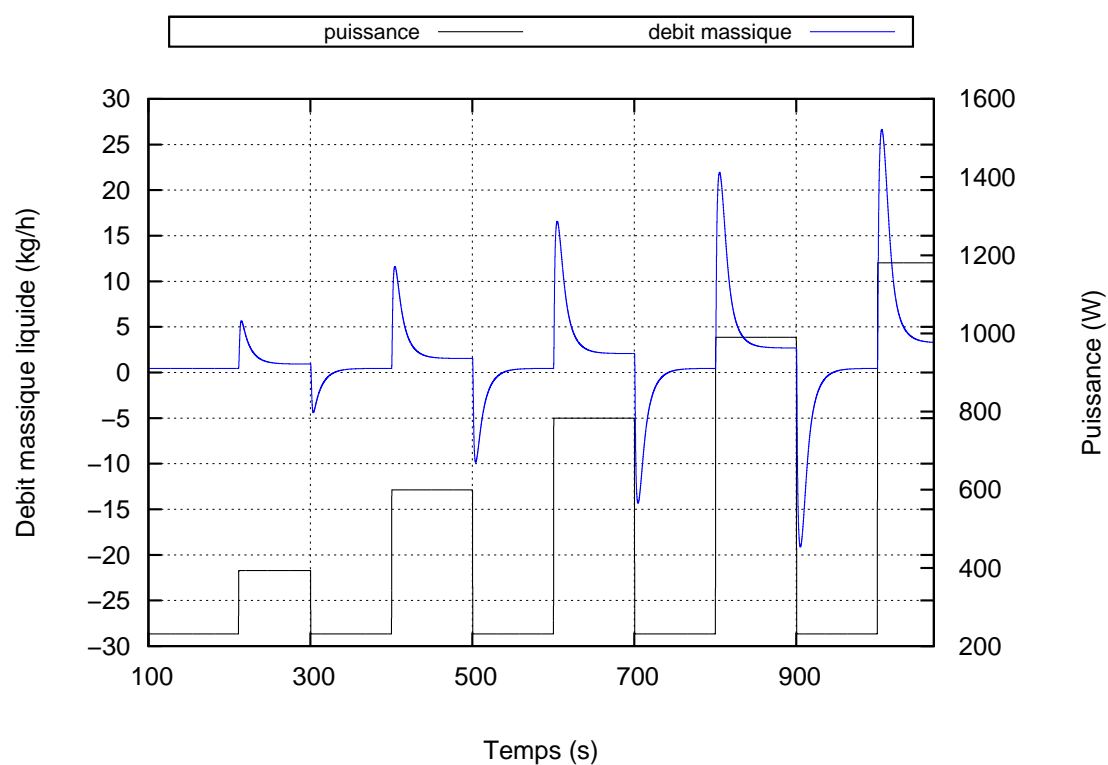
Figure 4.14 – Amplitude de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon

Pour le taux de vide dans la zone de condensation α , on observe l'effet inverse c'est à dire une augmentation du taux de vide dans la zone de condensation a pour effet d'amplifier les amplitudes des « overshoots » du débit massique liquide, de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur et d'augmenter la durée de la phase de redistribution. Le fait d'augmenter le taux de vide suppose qu'il y'a plus de vapeur dans le condenseur donc une longueur de condensation plus grande et plus de liquide à déplacer vers le réservoir. Ce qui allonge la durée de la phase redistribution du fluide et entraîne une amplification des amplitudes des « overshoots ». Pour se rendre compte d'un effet sur la durée de la phase, la figure 4.17 présente les évolutions simulées du débit massique et de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur en augmentant tour à tour le coefficient d'échange global et le taux de vide de 10%. Les résultats de simulation confirment bien les constatations précédentes en terme d'amplitude d' « overshoot » et de durée de la phase de redistribution c'est à dire qu'une diminution du rapport $\frac{h_{2\varphi,c}}{\alpha}$ se traduit par un allongement de la durée de la phase ainsi qu'une augmentation de l'amplitude.

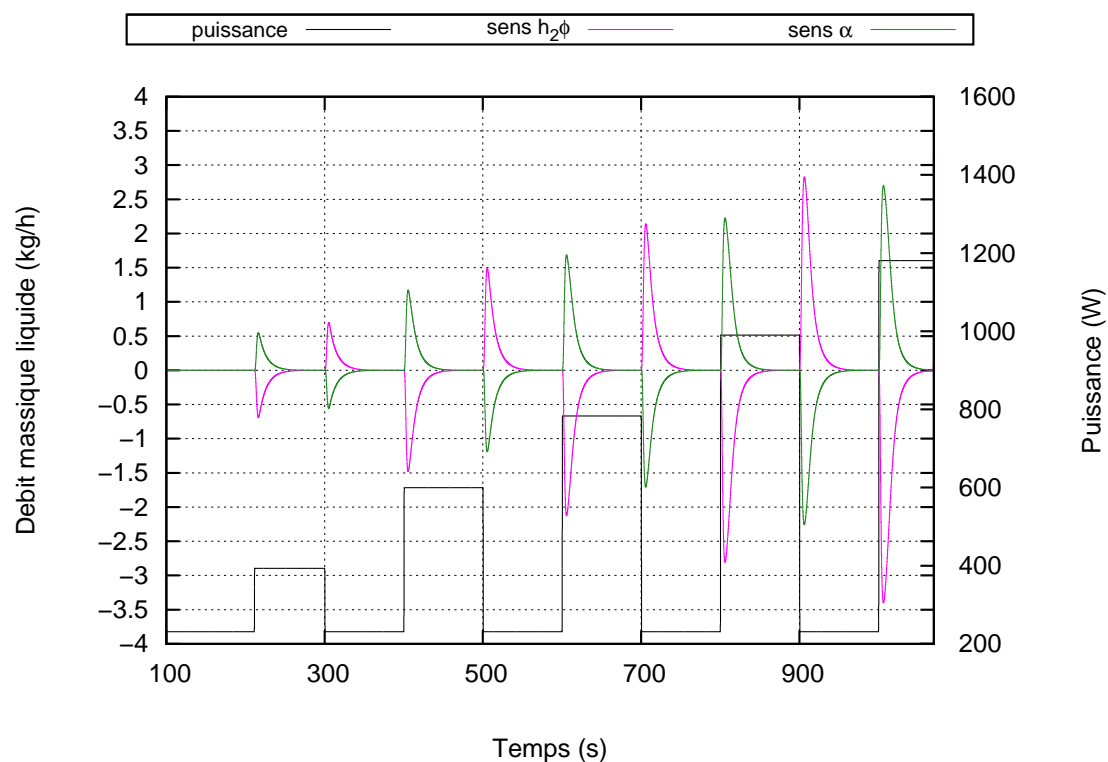
4.3.3 Recalage des paramètres du condenseur et de la perte charge dans la conduite liquide

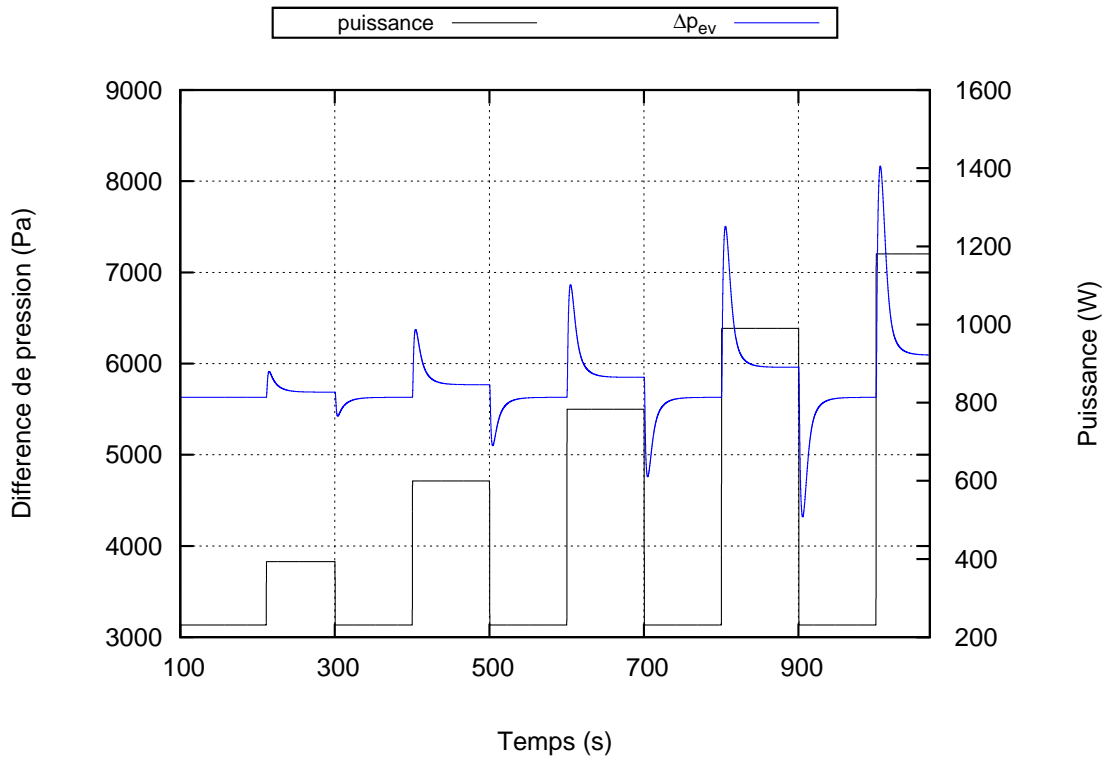
En tenant compte de l'analyse précédente, on a modifié les paramètres $h_{2\varphi,c}$ et α de sorte à améliorer les capacités descriptives du modèle pour les échelons de puissance croissants.

Le tableau 4.2 récapitule les différentes valeurs des paramètres recalés du modèle. La

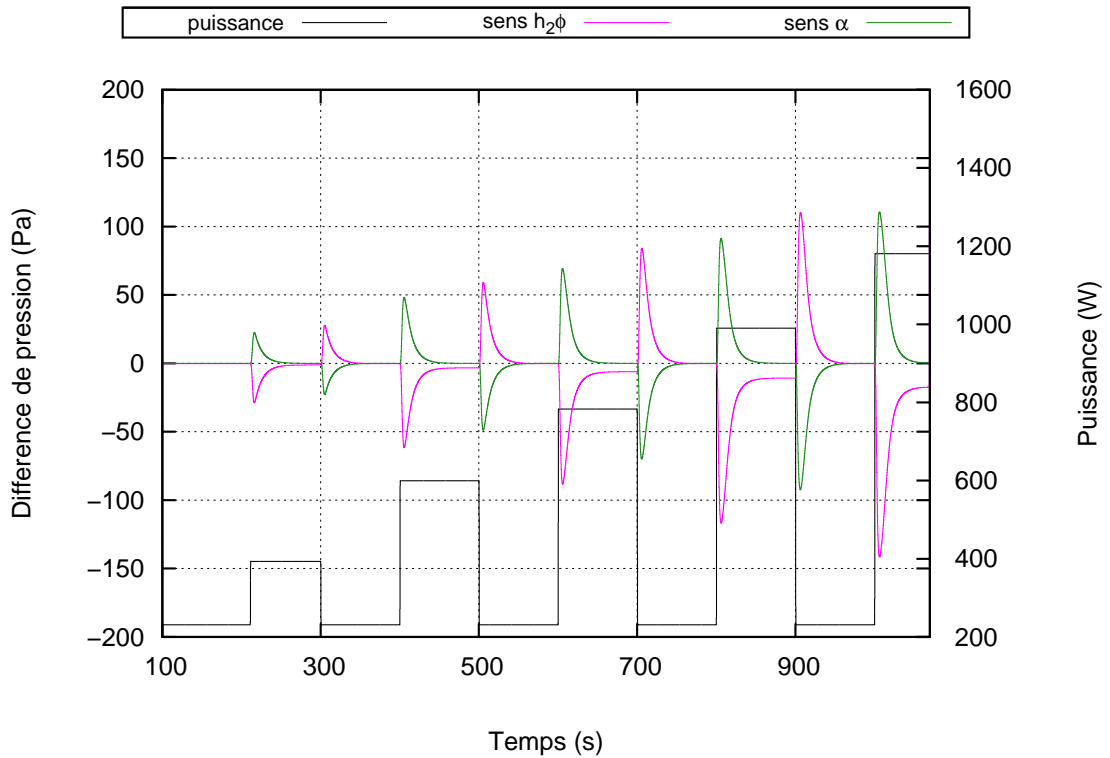


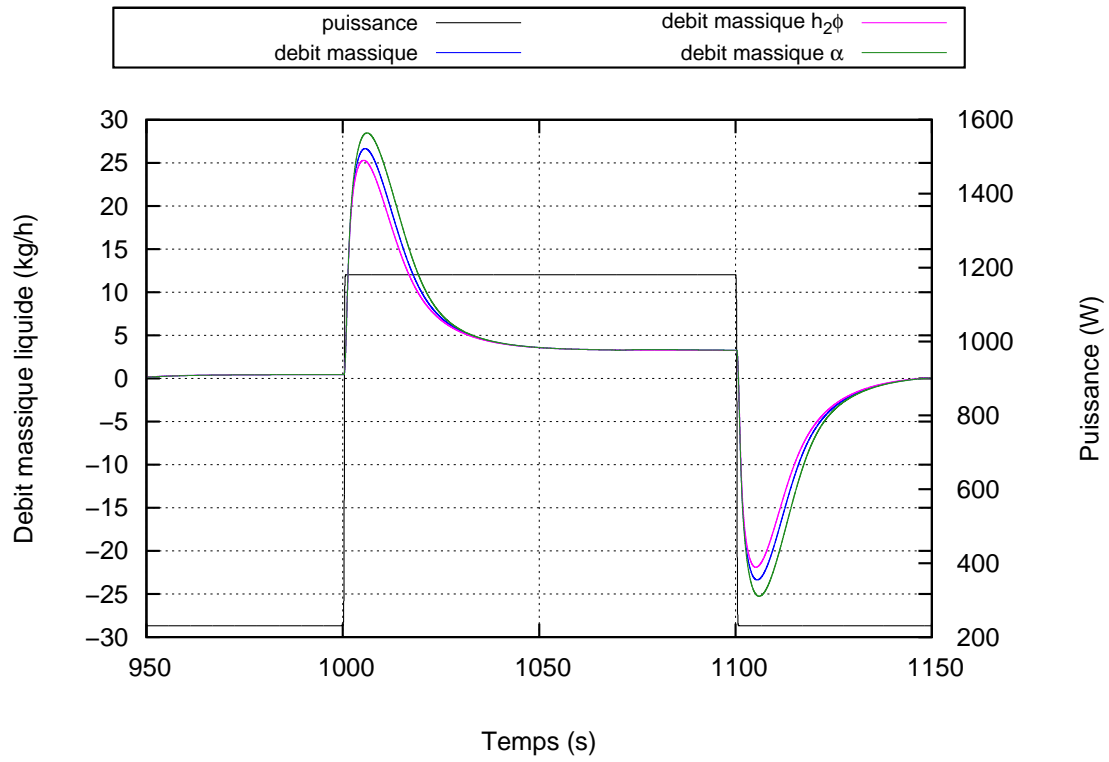
(a) Débit massique liquide


(b) Sensibilités à $h_{2\phi,c}$ et α
Figure 4.15 – Etude de sensibilité du débit massique liquide à $h_{2\phi,c}$ et α

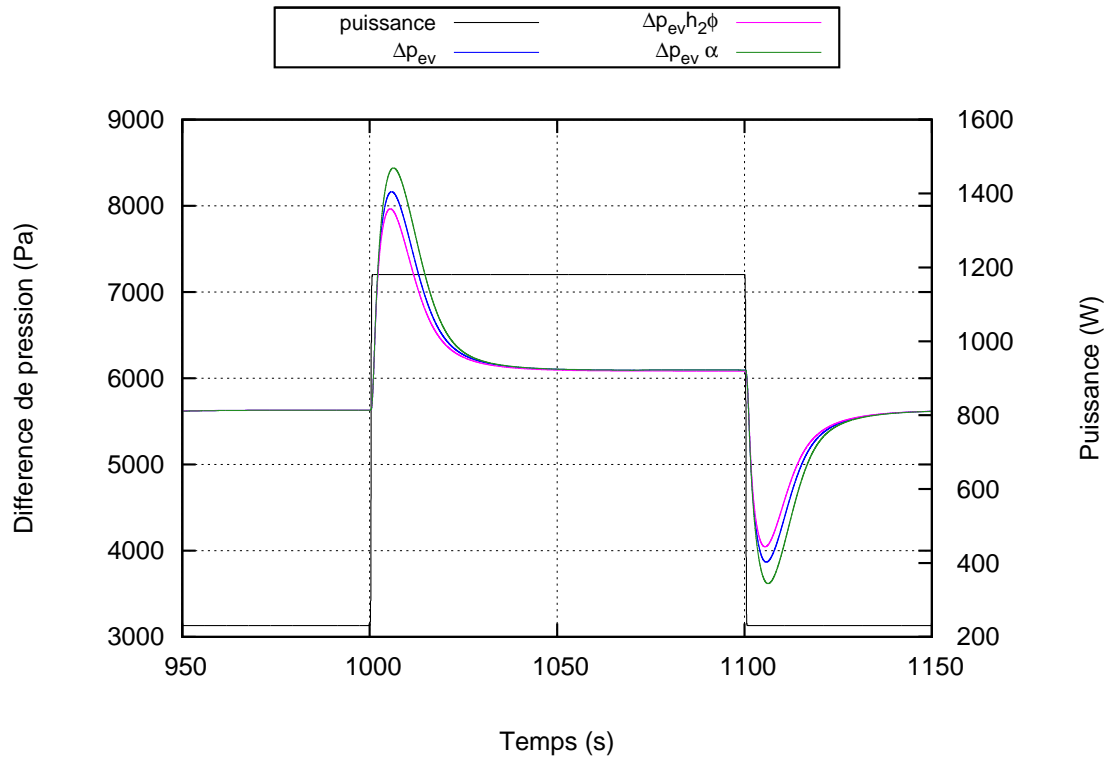


(a) Différence de pression


 (b) Sensibilités à $h_{2\phi,c}$ et α
Figure 4.16 – Etude de sensibilité de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur à $h_{2\phi,c}$ et α



(a) Débit massique liquide



(b) Différence de pression

Figure 4.17 – $h_{2\phi,c} = 250 + 25 W/m^2/K$ et $\alpha = 0,5 + 0,05$

perte de charge dans la conduite liquide a été multipliée par un coefficient $\gamma = 1,3$.

$G_{vap}^V(W/K)$	$h_{2\varphi,c}(W/m^2/K)$	$h_{2\varphi,amb}(W/m^2/K)$	α
535	200	21	0,95

Tableau 4.2 – Valeurs des paramètres recalés

Ecart entre la température moyenne de paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir

Sur les figures 4.18 et 4.19, on constate une assez bonne simulation de l'écart entre la température moyenne de la paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir. L'écart observé entre les résultats expérimentaux et les simulations est de l'ordre de $0,4 K$ sur toute la gamme de puissance. On peut rappeler ici que l'incertitude des thermocouples est de $\pm 0,1 ^\circ C$. Par ailleurs, on a amélioré la durée totale de la phase thermique pour les échelons de puissance croissants.

Les figures 4.20 et 4.21 représentent l'écart de température entre la température moyenne de paroi de l'évaporateur et la température de saturation dans le réservoir dans le cas du test METH-3. On remarque l'atténuation des oscillations engendrées par la dynamique du réservoir.

Evolution du débit

Nous remarquons sur la figure 4.22 une très bonne correspondance entre les résultats de simulation et expérimentaux du débit massique liquide. On retrouve le comportement moyen du débit massique aux régimes permanents. Pendant les phases transitoires, les amplitudes des « overshoots » de débit (figure 4.24) sont reproduites de manière très satisfaisante pour les échelons de puissance croissants. Les durées de la phase de redistribution du fluide ont été nettement améliorées, ce qui confirme la forte sensibilité de cette phase à la dynamique de condensation.

Toutefois, pour les échelons de puissance décroissants (figure 4.23), le modèle ne permet toujours pas de reproduire la dynamique de la phase de redistribution malgré le fait qu'il capte de manière acceptable les amplitudes des « undershoots » avant d'atteindre la masse correspondant à la percée de la mèche par le liquide.

Evolution de la perte de charge

Les résultats de simulation et expérimentaux concernant la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur (figure 4.25) montrent une bonne estimation de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur aux régimes permanents. Le modèle reproduit bien les amplitudes en « overshoot » de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur (figure 4.27). Les durées de la phase de redistribution du fluide sont correctement évaluées.

Néanmoins, pour les échelons de puissance décroissants (figure 4.26), on observe encore le même écart important en terme de la dynamique entre les résultats de simulation et expérimentaux.

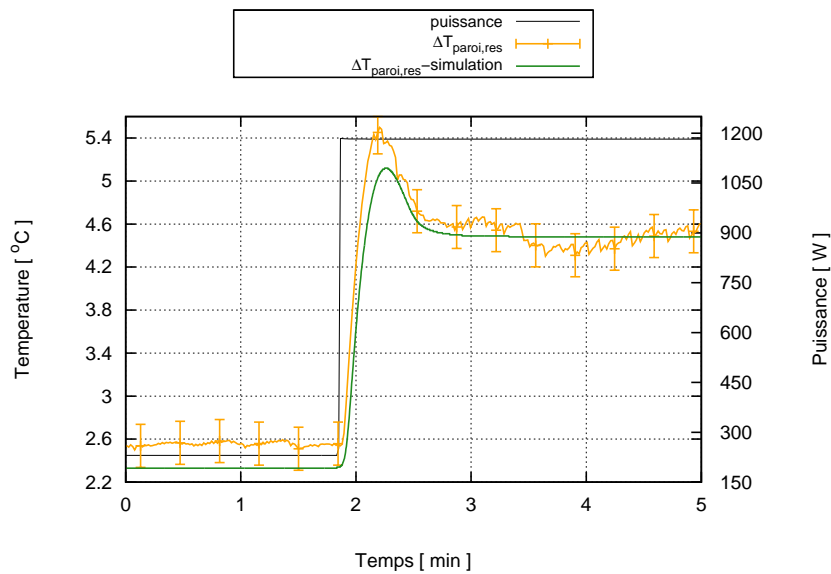
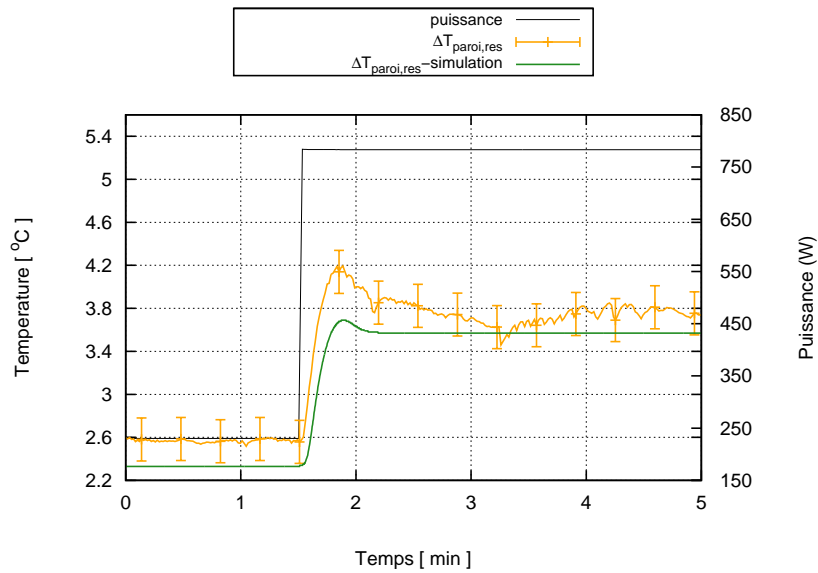
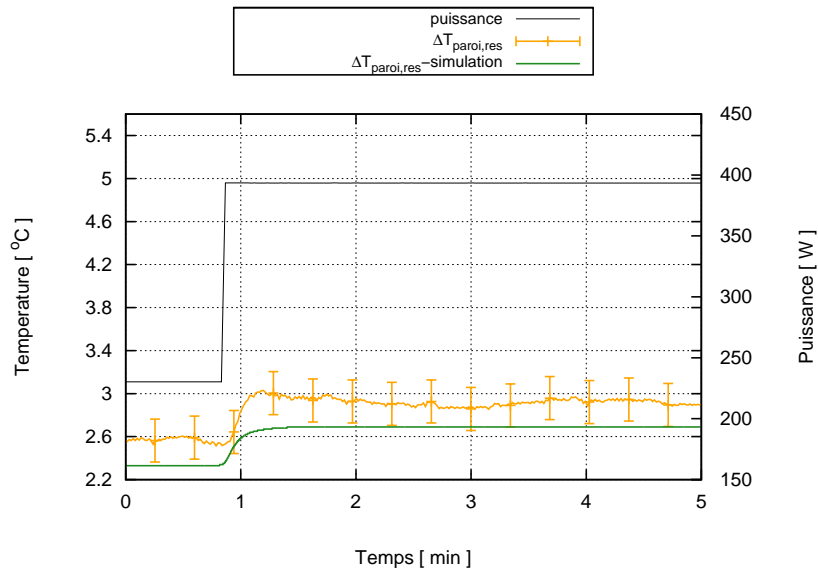


Figure 4.18 – Evolution de la température moyenne de paroi de l'évaporateur : Test METH-2

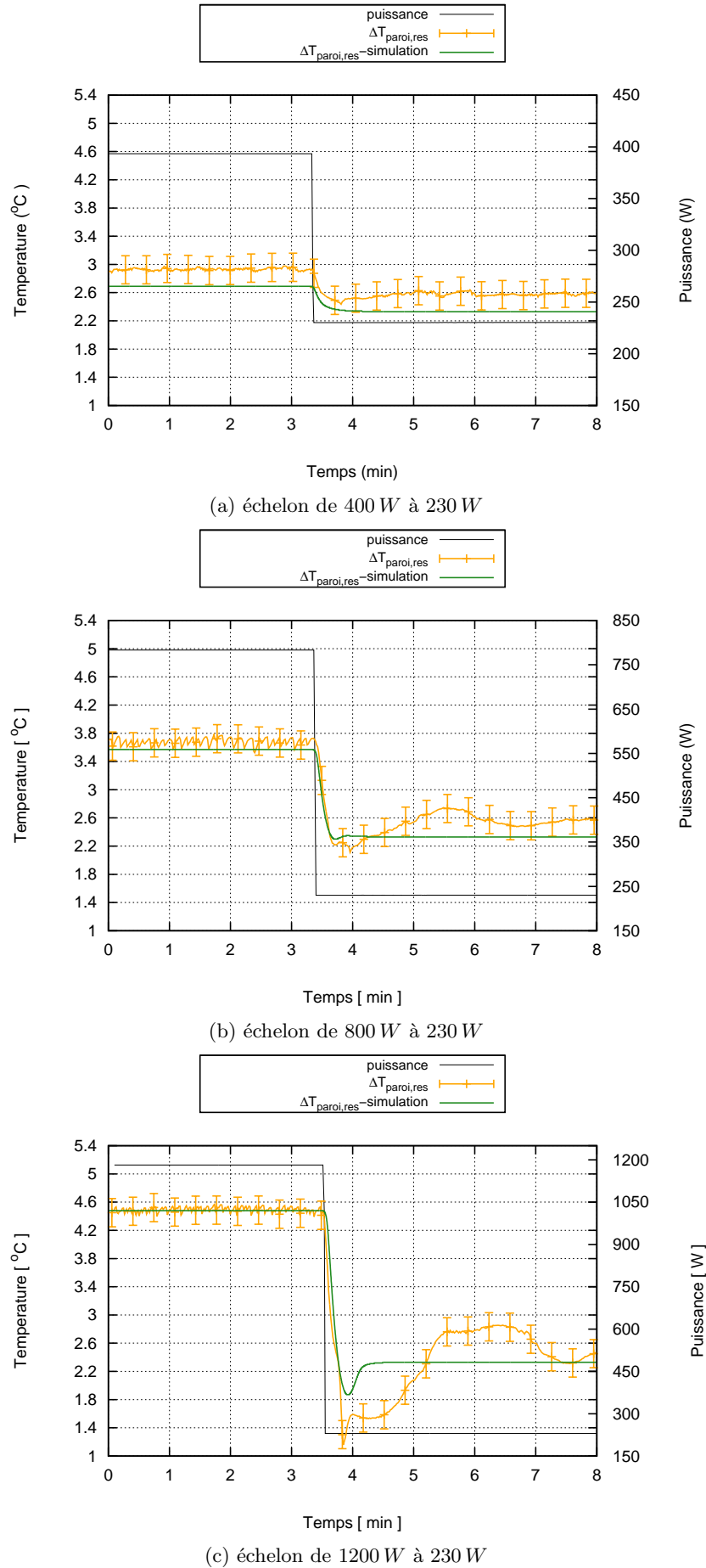


Figure 4.19 – Evolution de la température moyenne de paroi de l'évaporateur : Test METH-2

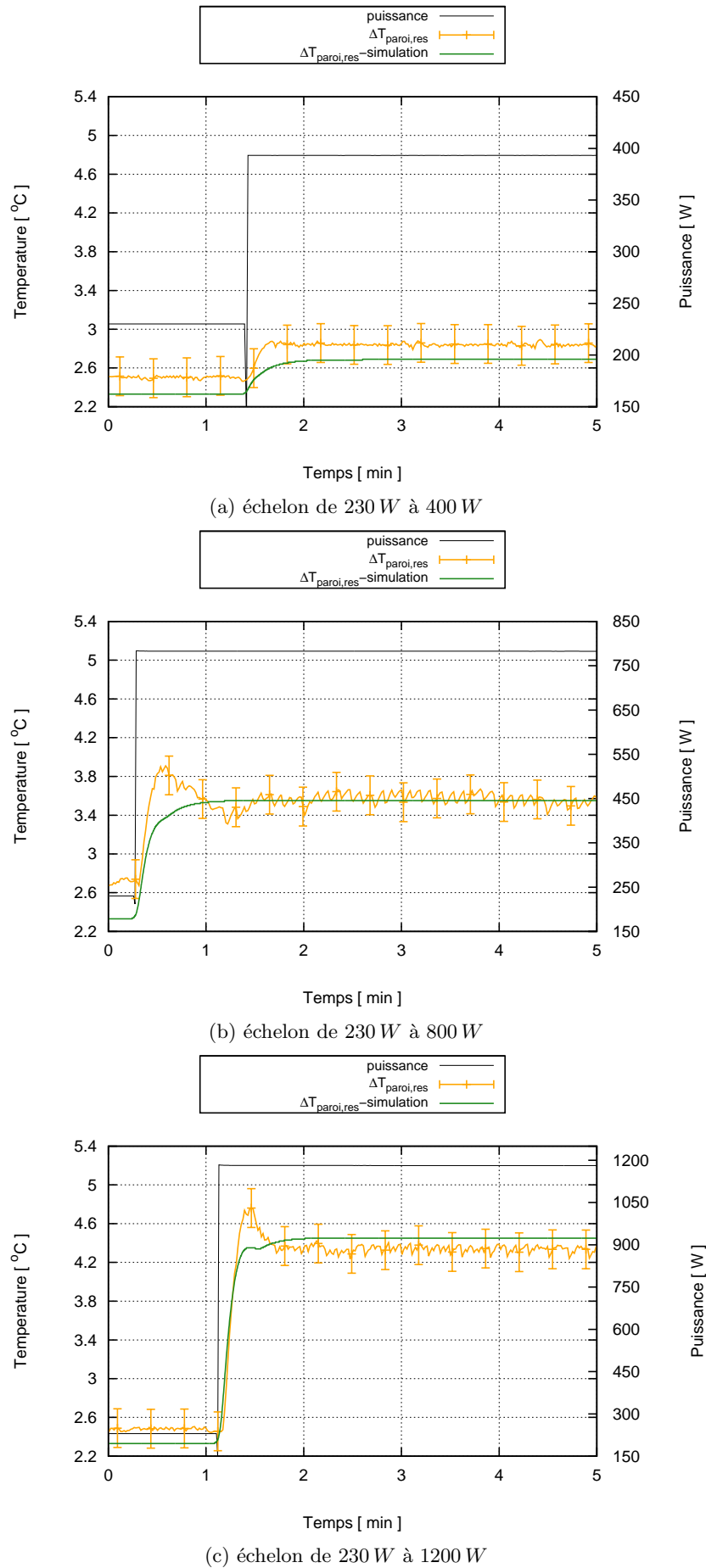


Figure 4.20 – Evolution de la température moyenne de paroi de l'évaporateur : Test METH-3

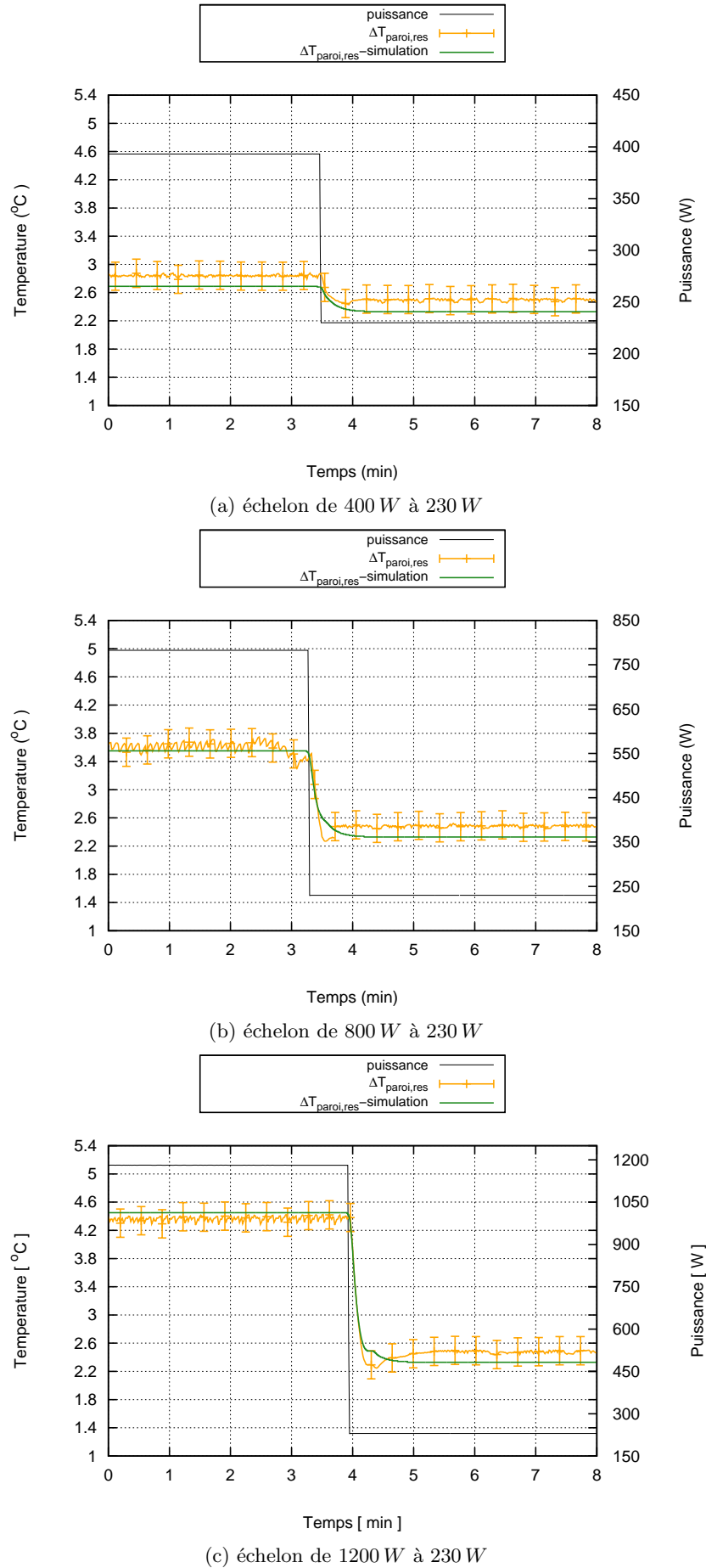


Figure 4.21 – Evolution de la température moyenne de paroi de l'évaporateur : Test METH-3

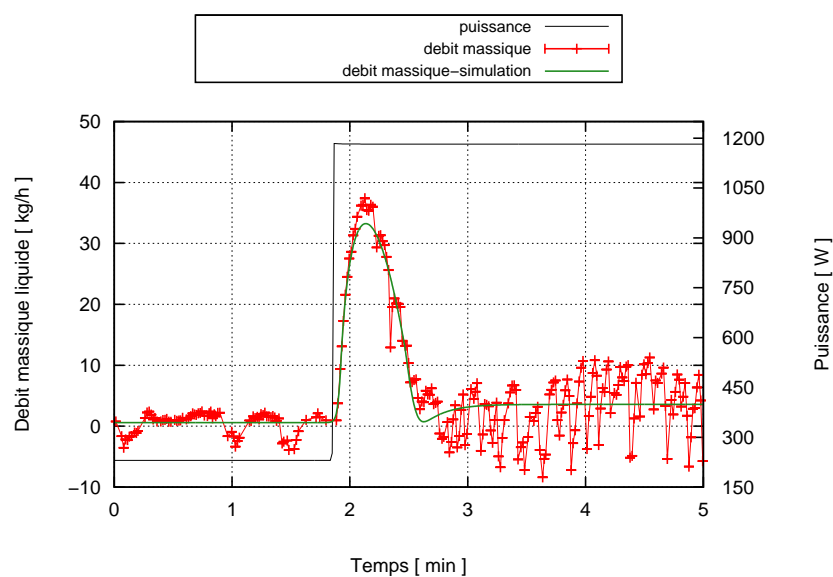
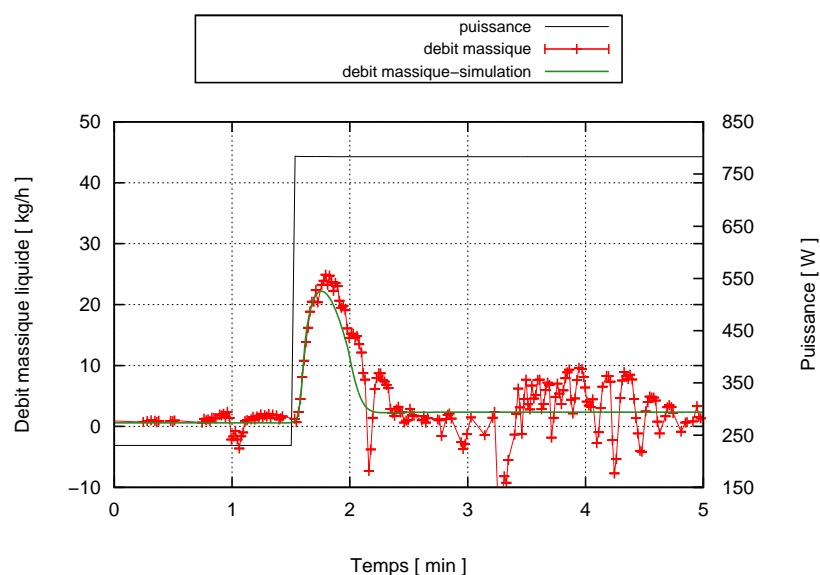
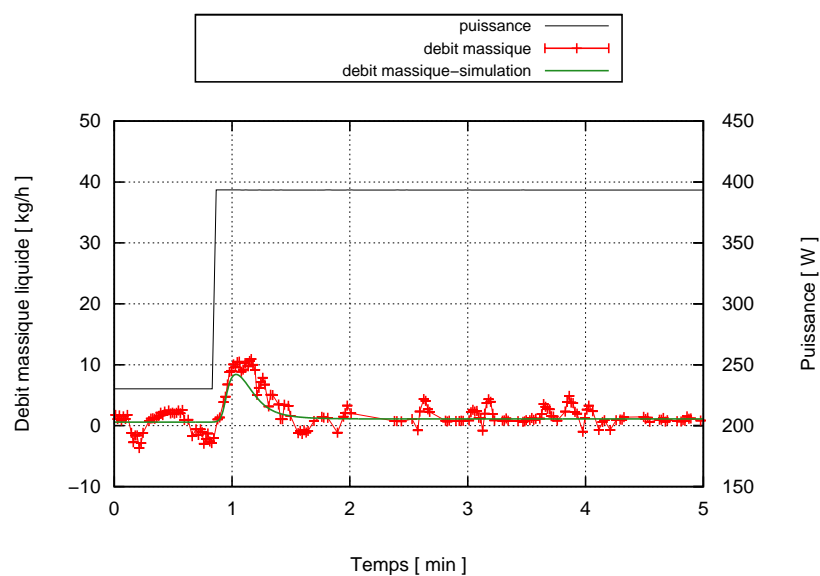


Figure 4.22 – Evolution du débit : Test METH-2

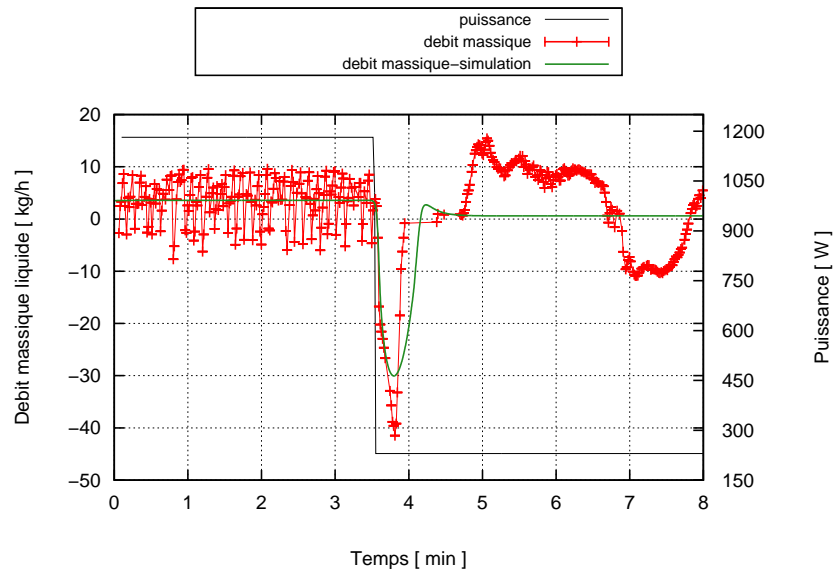
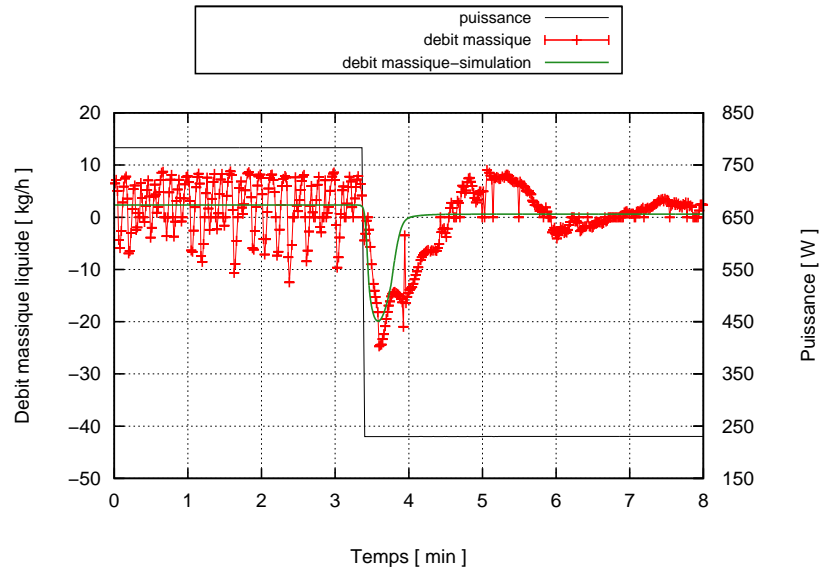
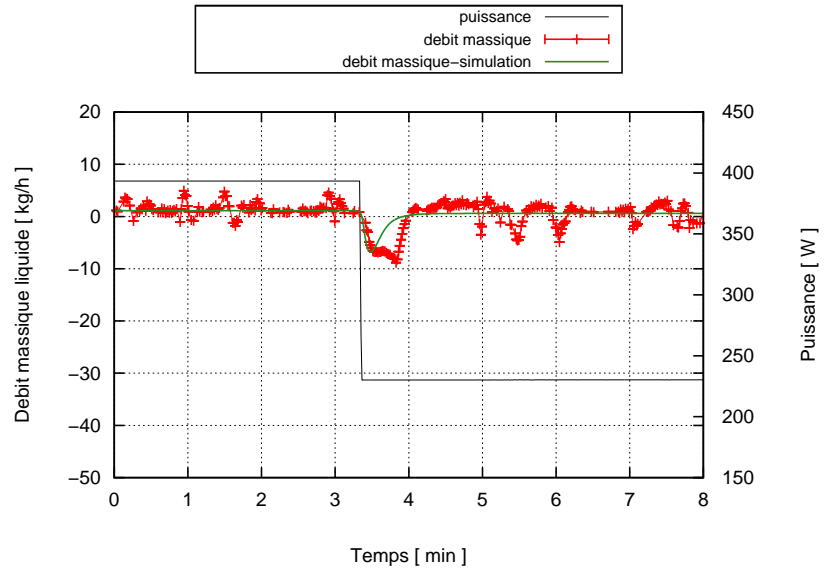


Figure 4.23 – Evolution du débit : Test METH-2

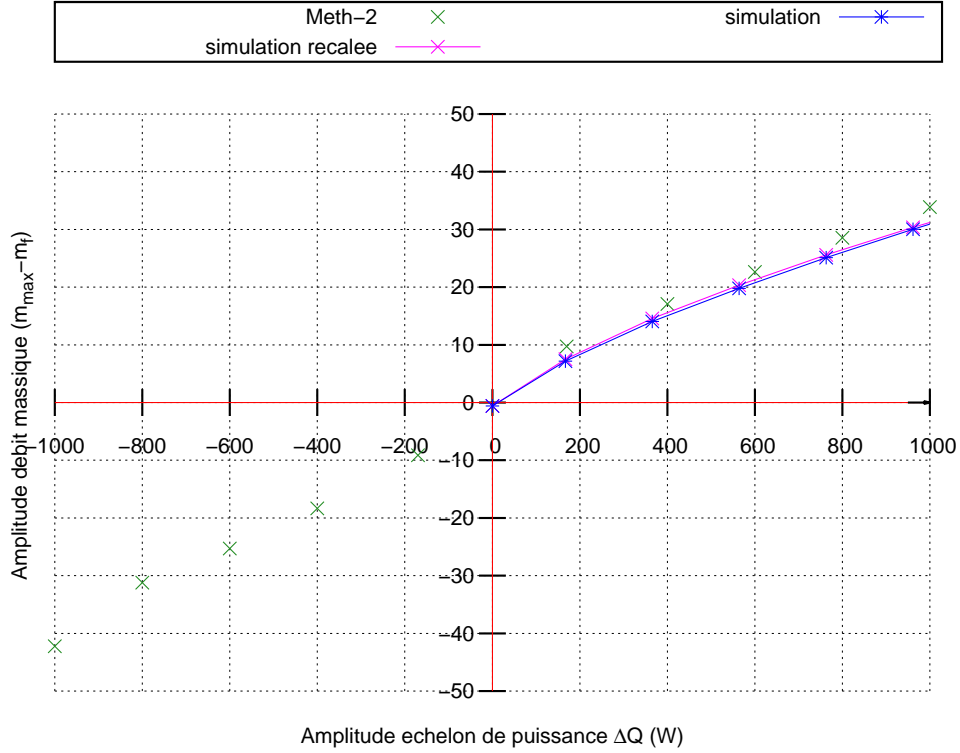


Figure 4.24 – Amplitude du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon de la puissance appliquée : TEST METH-2

C'est la même la chose en ce qui concerne le cas du test METH-3 (figures 4.28 et 4.29).

4.4 Analyse des transitoires consécutifs à un échelon de puissance à l'évaporateur

4.4.1 Etude de l'influence de l'inertie du liquide sur le comportement de la boucle

On simule la réponse du système à une succession de paliers de puissance croissants et décroissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. La puissance initiale est $Q_0 = 230 \text{ W}$, puis l'augmentation de la puissance se fait par incrément de $Q_0 + \Delta Q$. Après l'obtention du régime permanent, on revient à la puissance initiale (échelon de $Q_0 - \Delta Q$). L'amplitude de l'échelon est croissante et multiple de 200 W : $\Delta Q \in [+200 \text{ W}, +400 \text{ W}, \text{etc}]$.

Pour quantifier la contribution des effets d'inertie du liquide, la discussion s'appuie d'une part sur l'analyse de la trajectoire de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur $\Delta p_{ev}(t)$ et d'autre part sur l'analyse de la trajectoire du débit massique liquide $\dot{m}_l(t)$ du modèle présent (avec inertie) avec une autre version du modèle où l'équation 4.9 a été stationnarisée (sans inertie), ce qui revient à annuler le terme d'inertie $\frac{d\dot{m}_l}{dt}$ de l'équation.

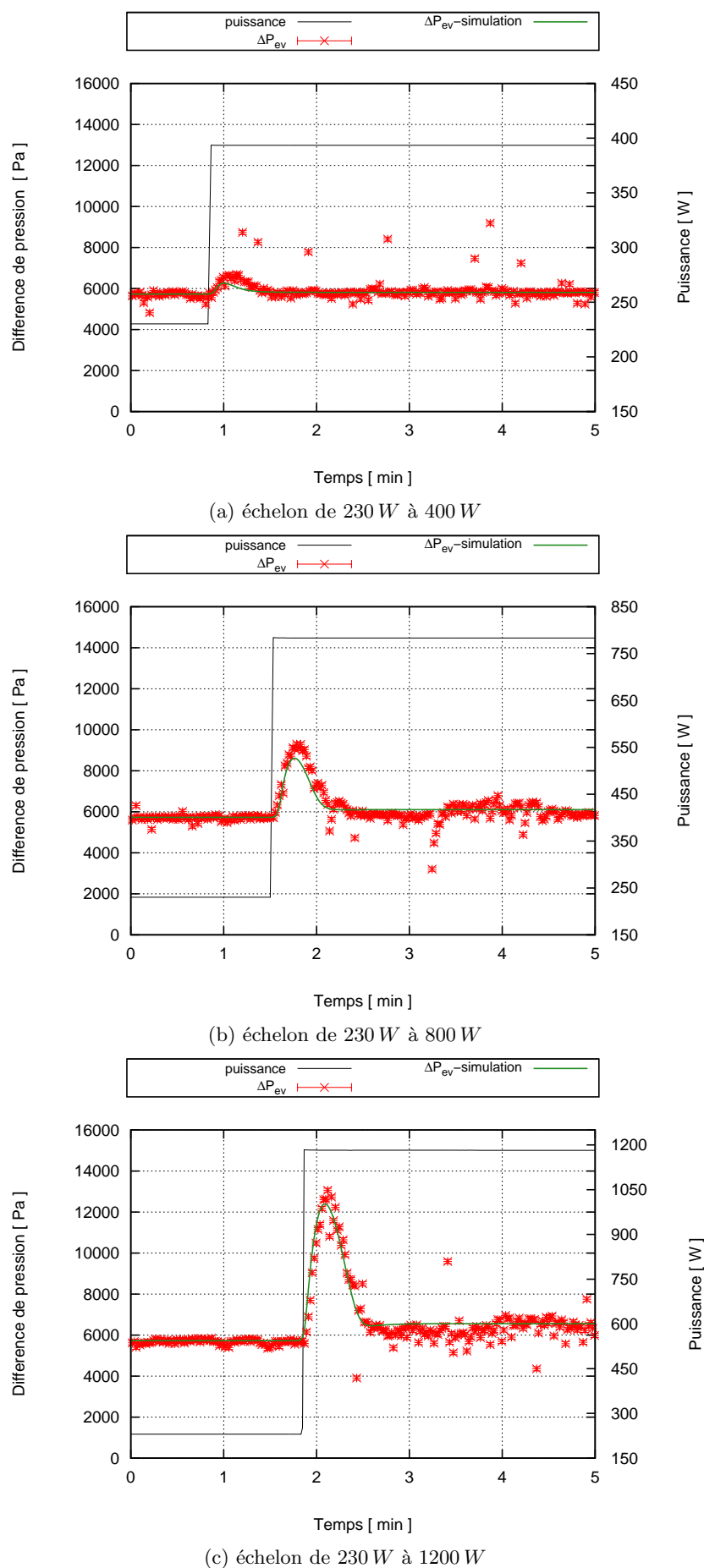
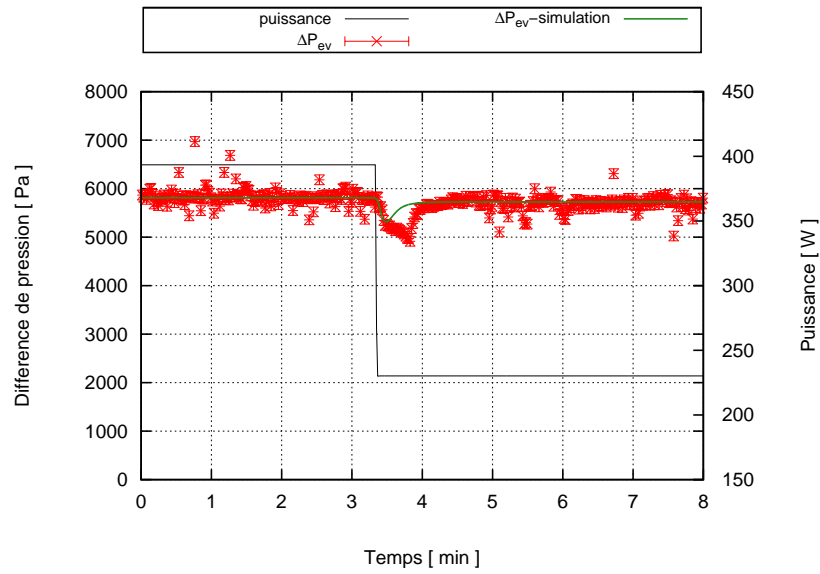
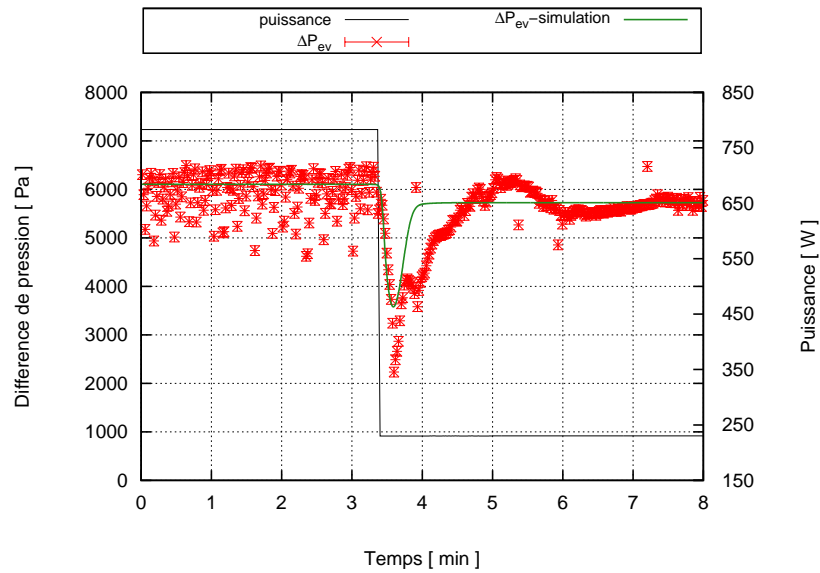


Figure 4.25 – Evolution de la perte de charge : Test METH-2

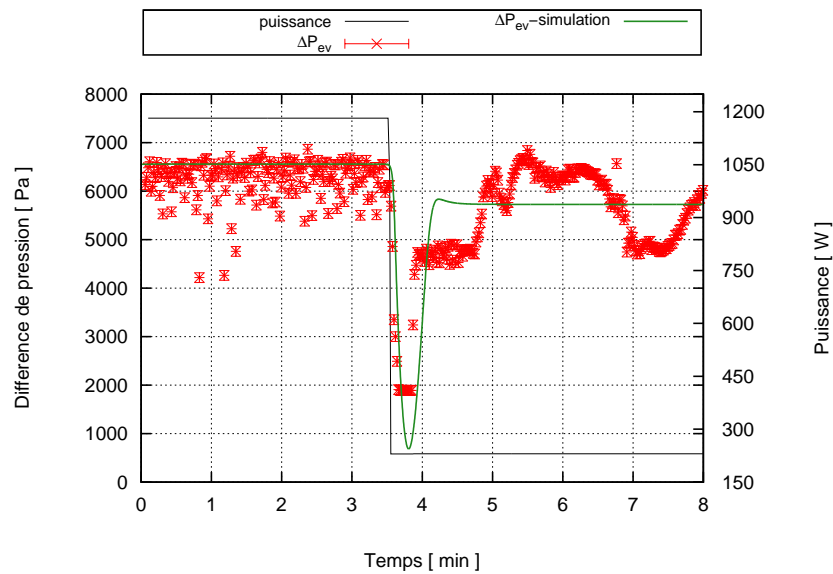
4.4. ANALYSE DES TRANSITOIRES CONSÉCUTIFS À UN ÉCHELON DE PUISSANCE À L'ÉVAPORATEUR



(a) échelon de 400 W à 230 W



(b) échelon de 800 W à 230 W



(c) échelon de 1200 W à 230 W

Figure 4.26 – Evolution de la perte de charge : Test METH-2

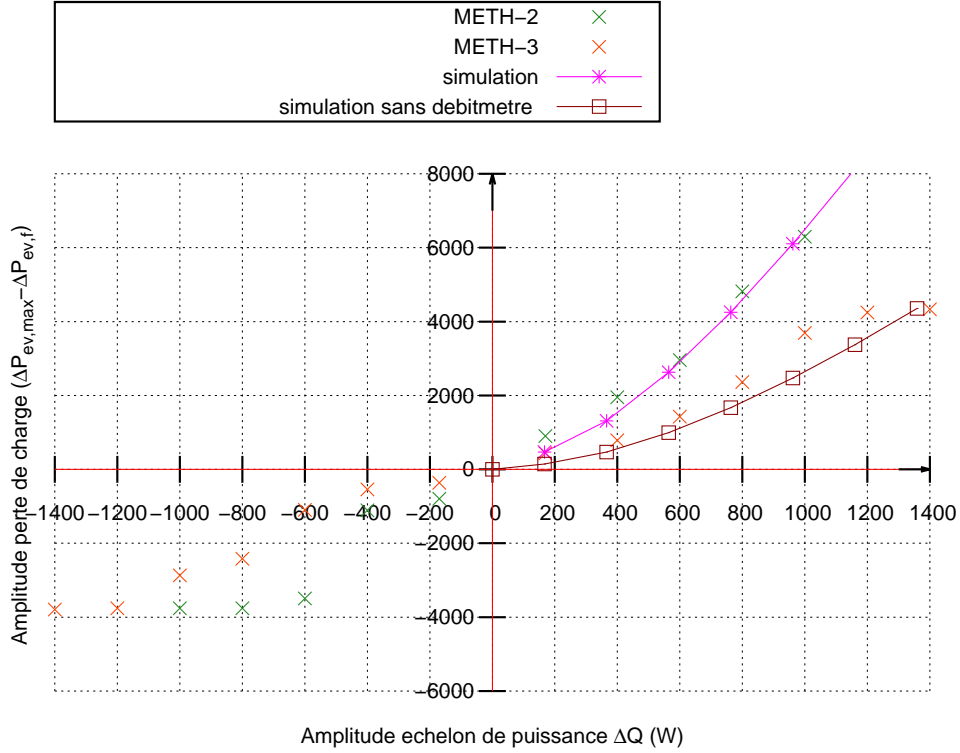


Figure 4.27 – Amplitude de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon de la puissance appliquée

La figure 4.30 présente les trajectoires de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur $\Delta p_{ev}(t)$ et du débit massique liquide $\dot{m}_l(t)$ pour les deux versions de modèle lors d'une succession de paliers de puissance croissants et décroissants appliqués uniformément sur l'évaporateur. On peut noter premièrement que l'« overshoot » et l'« undershoot » de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur et du débit massique liquide sont visibles dans les deux cas (avec ou sans inertie). Ensuite, on constate sur cette figure que l'inertie du liquide a peu d'influence sur la dynamique de l'écoulement dans la conduite liquide et sur la perte de charge aux bornes de l'évaporateur. Cependant, lors des échelons croissants, l'inertie du liquide provoque ou accentue une légère inversion du débit massique liquide en fin de phase de redistribution du fluide. Donc pour ce cas, on peut dire que ces deux versions du modèle sont similaires et qu'il est, de ce fait, très intéressant de s'appuyer sur le modèle sans inertie qui se résume à deux équations d'état au lieu de trois, ce qui permet de déterminer analytiquement des expressions littérales qui peuvent permettre d'évaluer plus facilement les amplitudes et les temps d'amortissement lors des phases transitoires.

Cependant, ceci n'est plus vrai dans une configuration où les effets visqueux sont plus limités (figure 4.31) et déterminants dans l'apparition du comportement oscillatoire du système. La figure 4.31 montre une configuration où l'inertie du liquide joue un rôle significatif. Pour ce cas, on néglige la perte de charge engendrée par le débitmètre massique liquide afin de limiter la perte de charge dans la conduite liquide lors des transitoires.

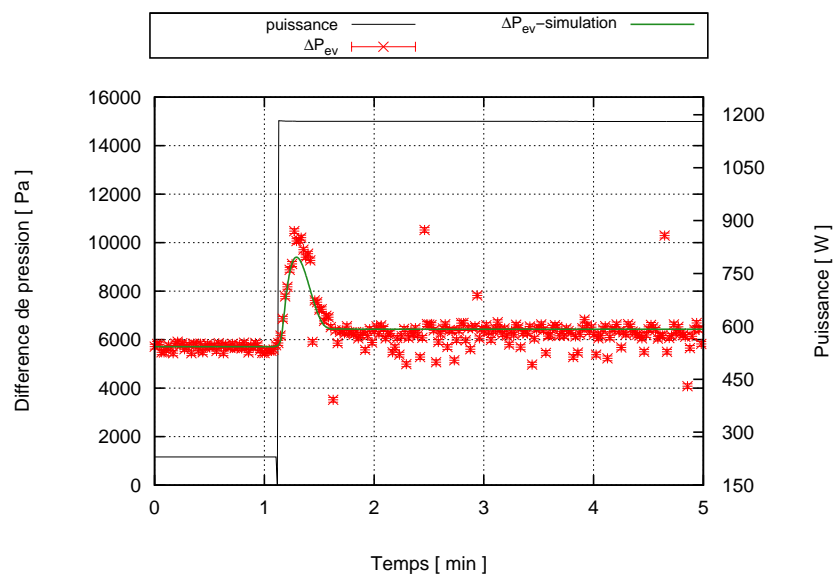
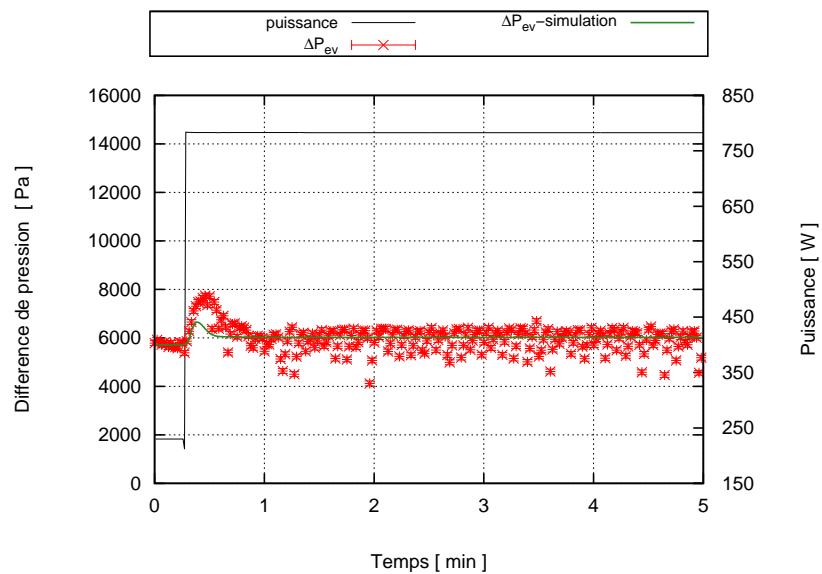
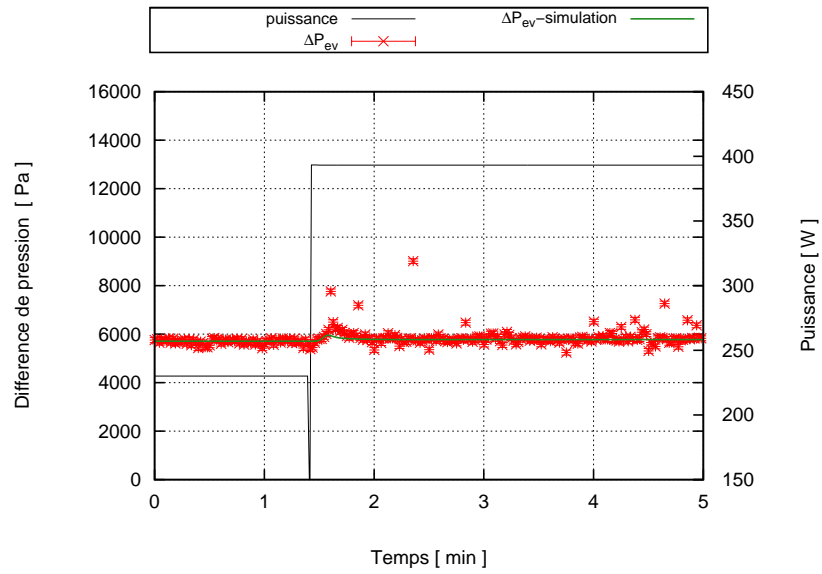
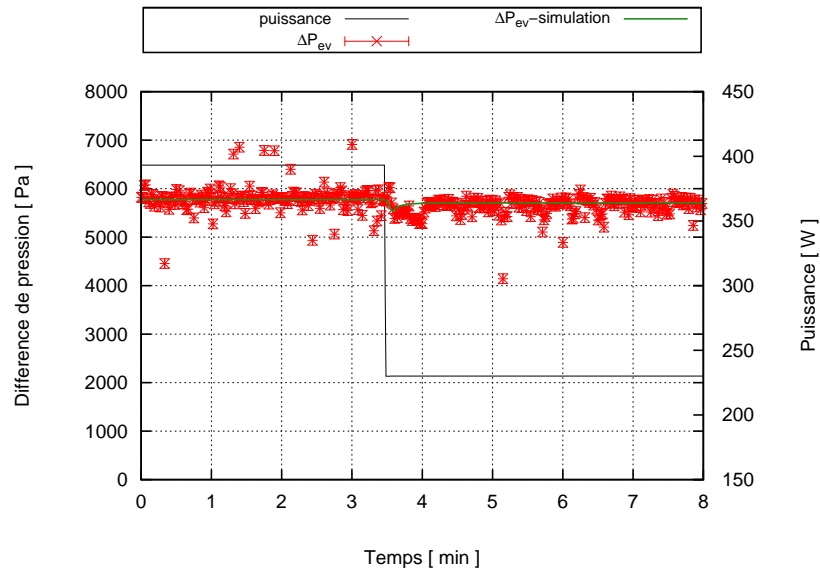
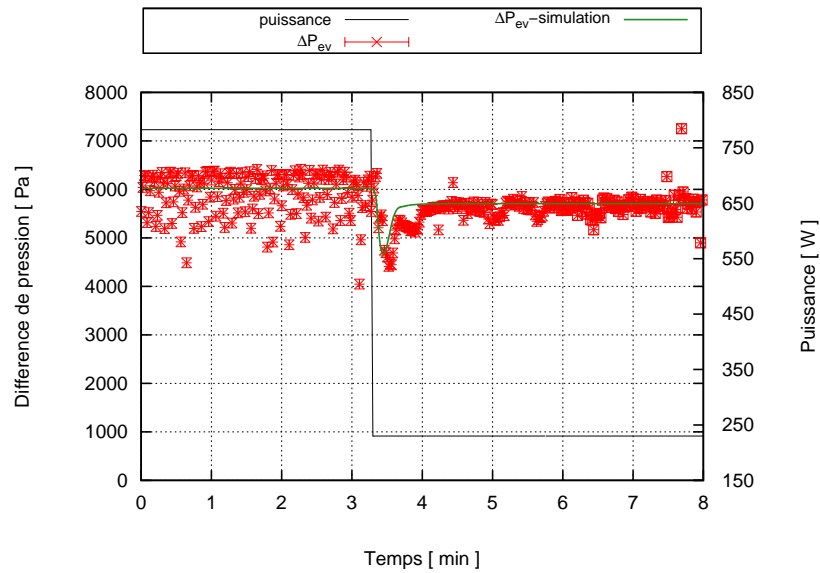


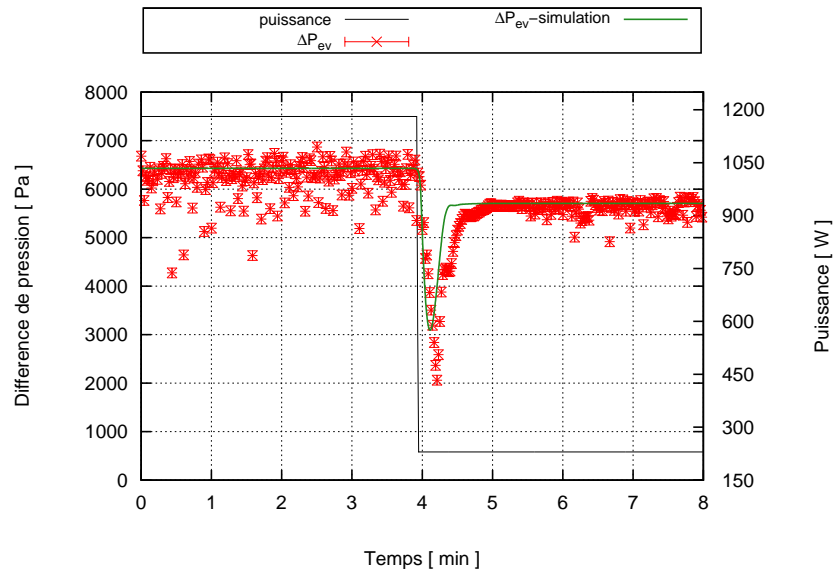
Figure 4.28 – Evolution de la perte de charge : Test METH-3



(a) échelon de 400 W à 230 W

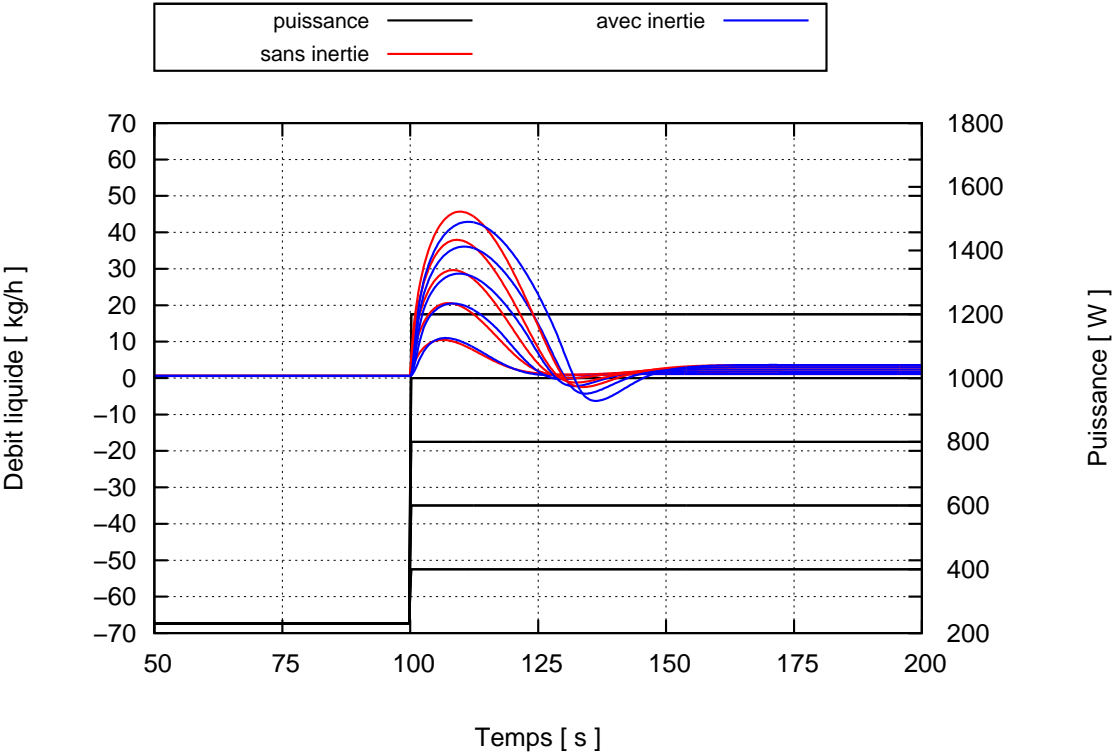


(b) échelon de 800 W à 230 W

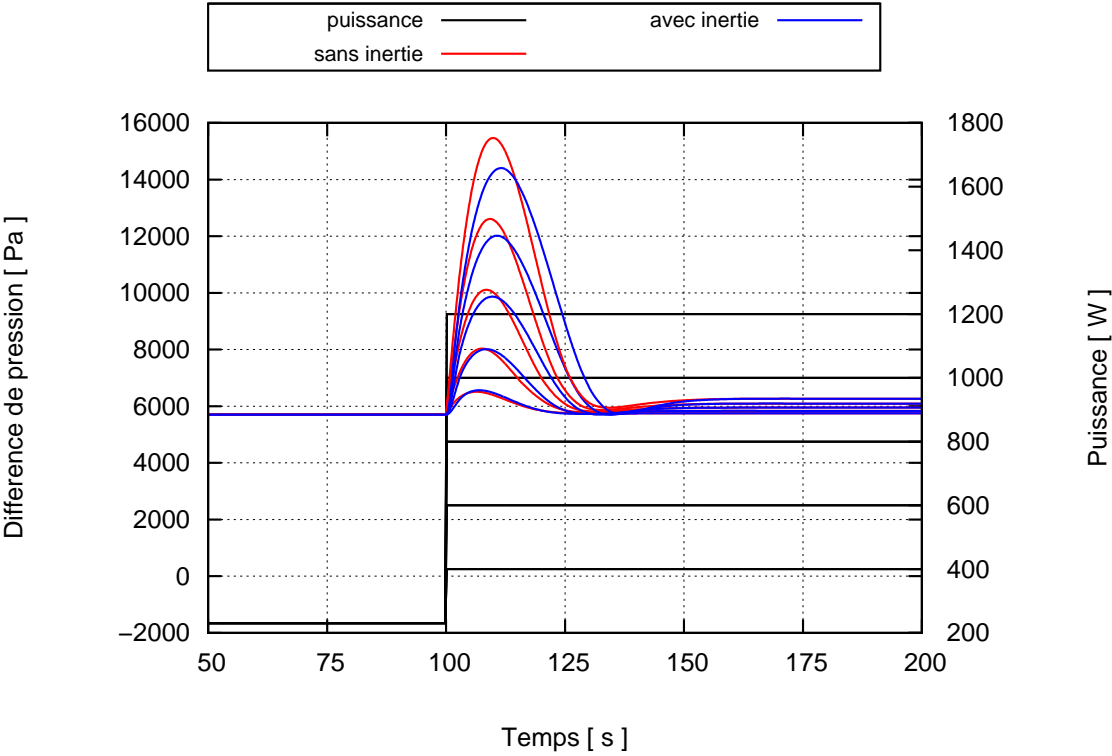


(c) échelon de 1200 W à 230 W

Figure 4.29 – Evolution de la perte de charge : Test METH-3

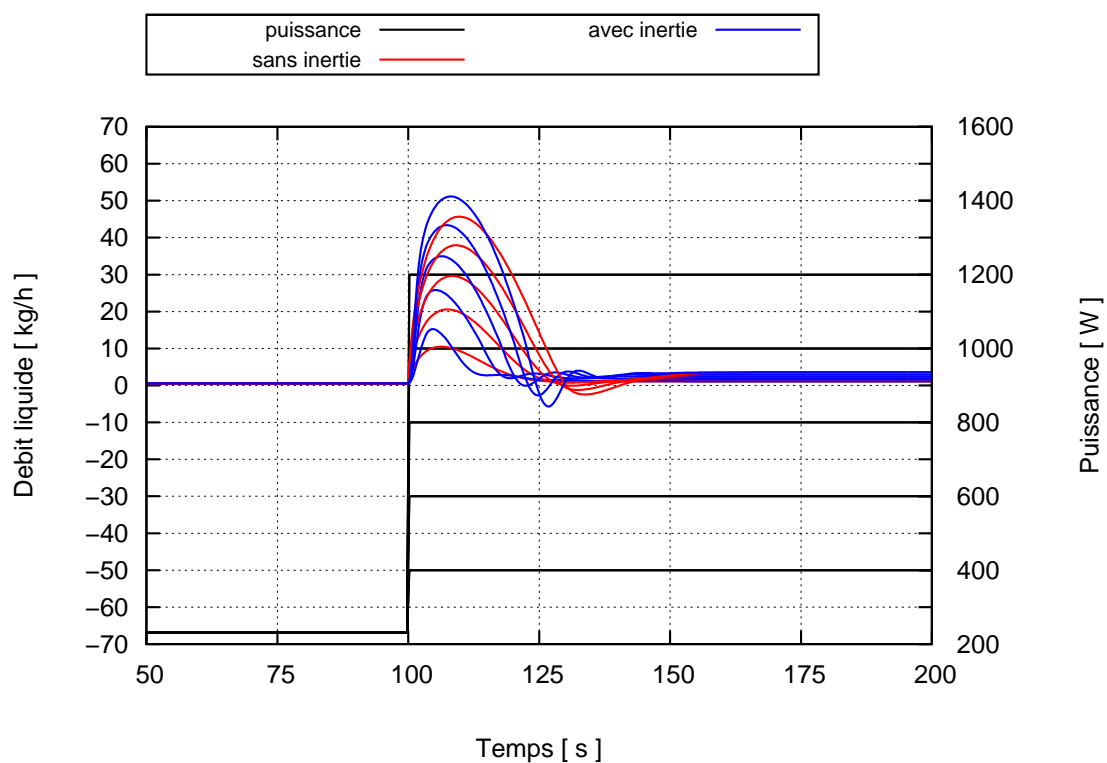


(a) Débit massique liquide

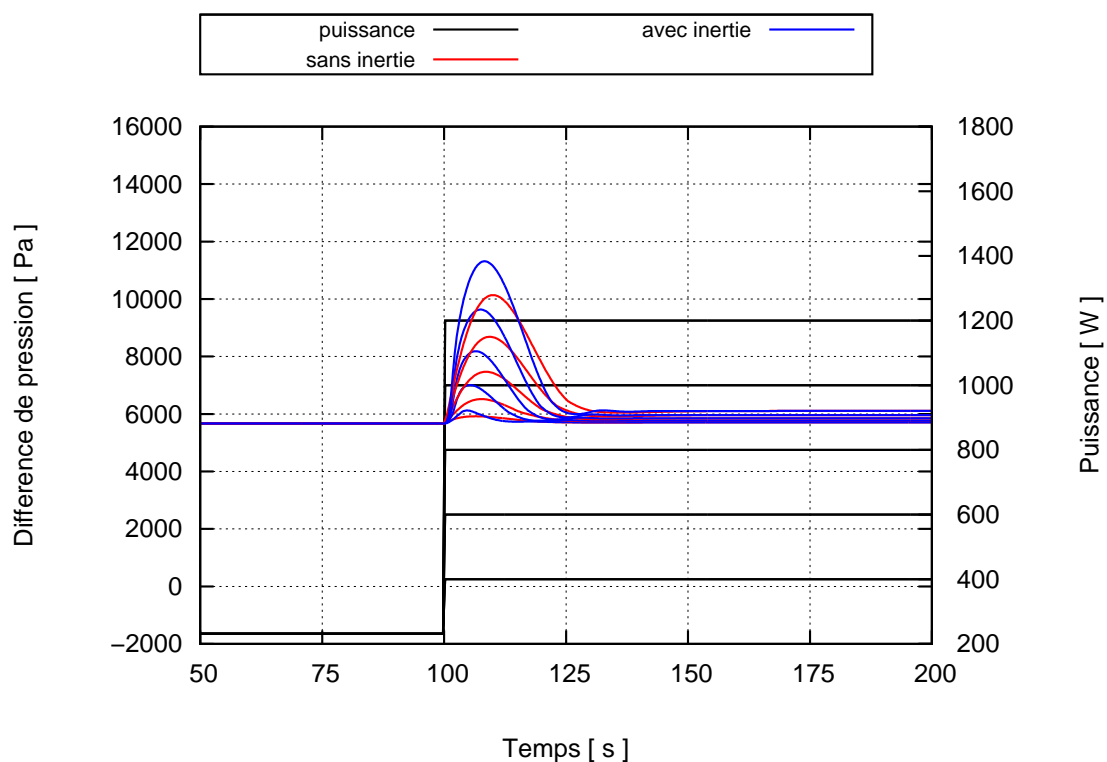


(b) Différence de pression aux bornes de l'évaporateur

Figure 4.30 – Influence de l'inertie du liquide



(a) Débit massique liquide



(b) Différence de pression aux bornes de l'évaporateur

Figure 4.31 – Influence de l'inertie du liquide

4.4.2 Etude théorique des maxima de débit massique liquide

Comme au paragraphe 3.2.2, on s'intéresse ici au rapport entre l'amplitude des dépassements $\dot{m}_{max} - \dot{m}_f$ et celle correspondant aux deux régimes permanents avant et après l'échelon, soit :

$$\Delta\dot{m} = \frac{\dot{m}_{max} - \dot{m}_i}{\dot{m}_f - \dot{m}_i}$$

Sur les résultats expérimentaux du test METH-2, on a constaté une valeur constante de $\Delta\dot{m}$ autour 10 et 15 et cela quelle que soit l'amplitude de l'échelon de puissance appliqué à l'évaporateur. Cependant, les résultats de simulation (figure 4.32) montrent que cette valeur suit une loi décroissante avec l'amplitude de l'échelon de puissance appliqué à l'évaporateur.

La figure 4.33 représente la valeur maximale de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur ($\Delta p_{ev,max}$) en fonction de la valeur maximale du débit massique liquide ($\dot{m}_{l,max}$) pendant les phases transitoires. On constate que les valeurs maximales de la pression différentielle aux bornes de l'évaporateur suivent une loi croissante avec les valeurs maximales du débit massique liquide. Ce résultat est très intéressant car il permet d'une part, de corréler $\Delta p_{ev,max}$ à $\dot{m}_{l,max}$ et d'autre part d'en déduire, lors d'un dimensionnement d'une boucle, la valeur maximale des pertes de charge que la mèche peut supporter connaissant la valeur du débit massique ou l'amplitude de l'échelon de puissance appliquée.

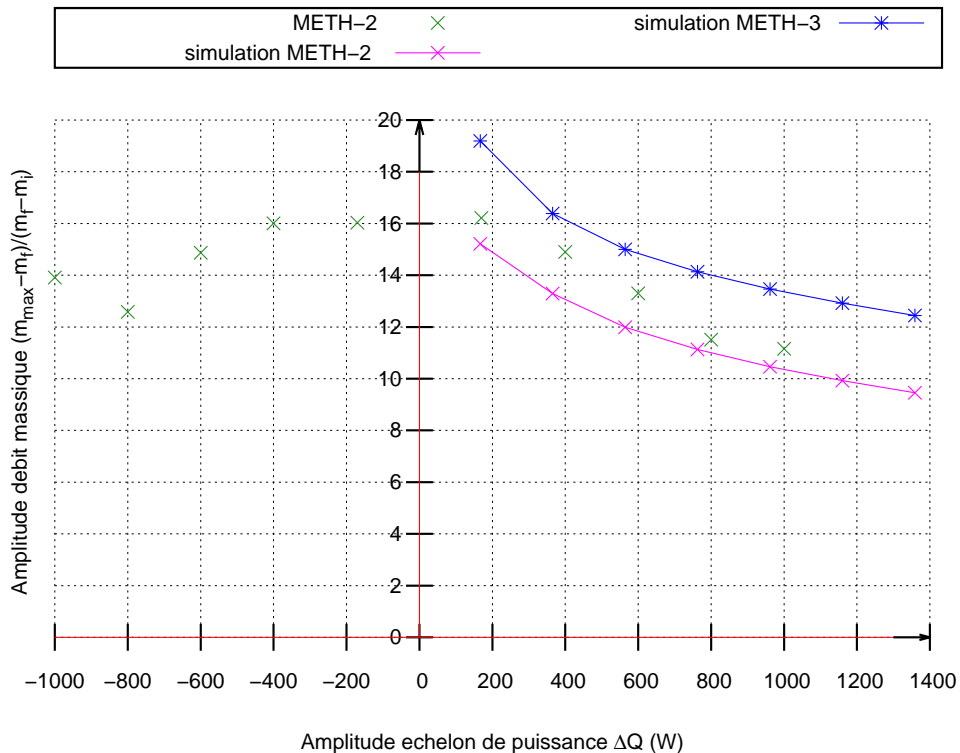


Figure 4.32 – Amplitude du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon

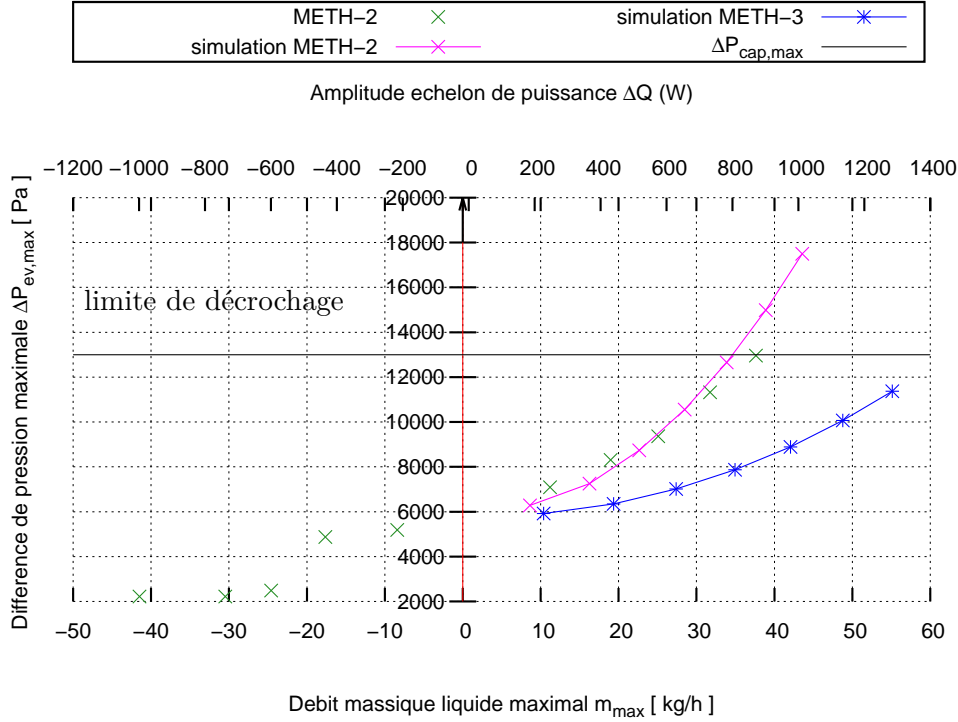


Figure 4.33 – Différence de pression maximale aux bornes de l'évaporateur en fonction du débit massique liquide maximal

4.4.3 Sensibilité à la température de saturation dans le réservoir

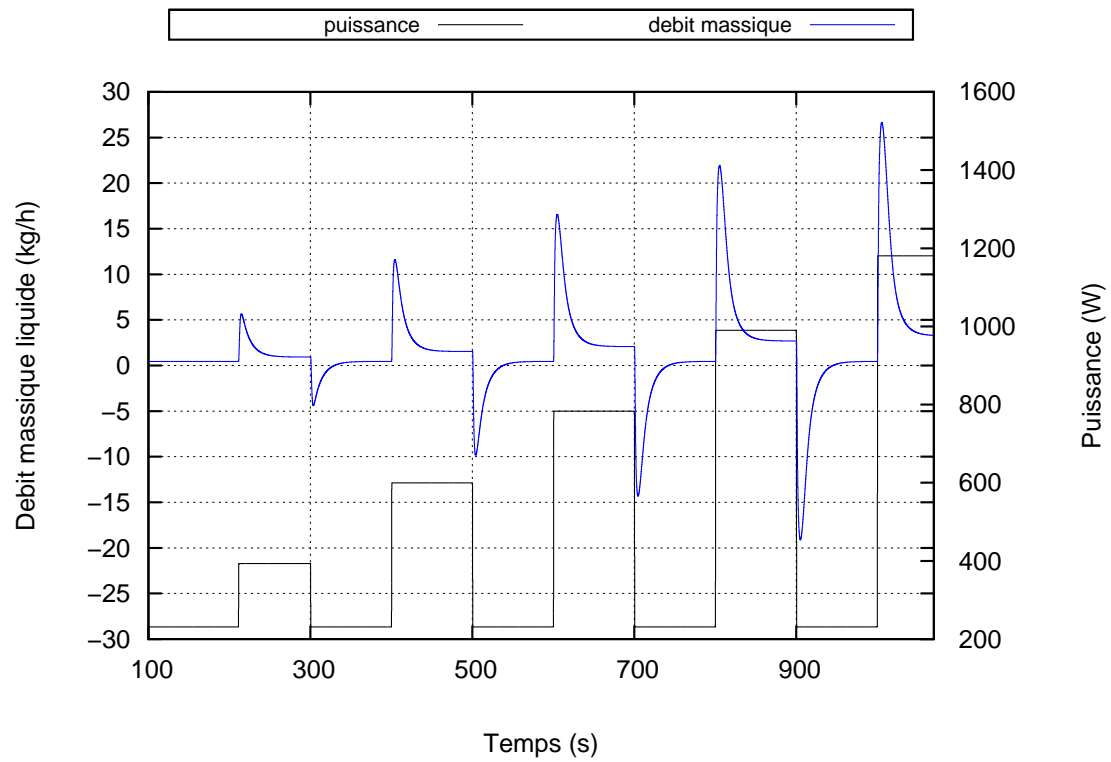
Afin de quantifier l'impact de la dynamique du réservoir sur le comportement de la boucle, une étude de sensibilité de la température de saturation dans le réservoir est nécessaire.

Les figures 4.34 et 4.35 représentent respectivement les sensibilités à la température de saturation, du débit massique liquide \dot{m}_l et de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur Δp_{ev} . Pour qu'elles soient comparables, la sensibilité est multipliée par 1 % du paramètre, ce qui correspond à une variation de 3 K (ordre de grandeur de variation maximale dans les phases transitoires).

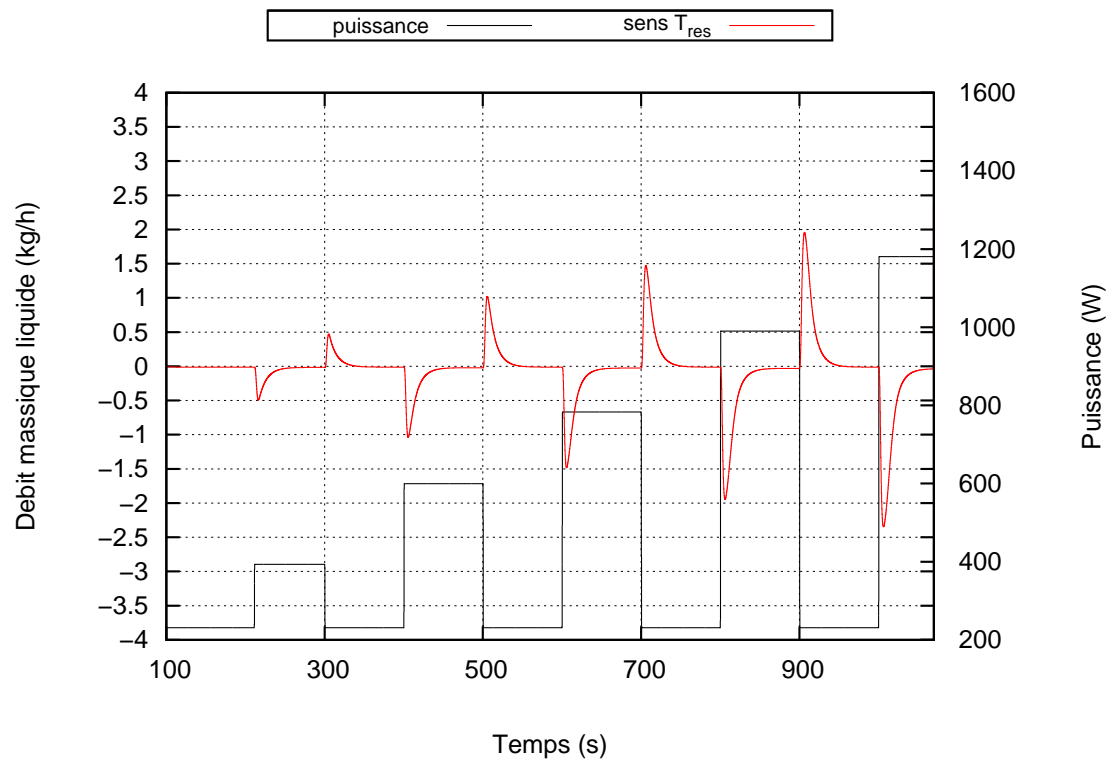
On constate sur ces figures qu'une augmentation de la température de saturation T_R dans le réservoir a une faible influence sur la pression (de l'ordre de 1 %) par contre, elle est de l'ordre de 10 % sur le débit dans le sens d'une diminution de l'amplitude des « overshoots ». Les régimes permanents apparaissent insensibles à la température de saturation.

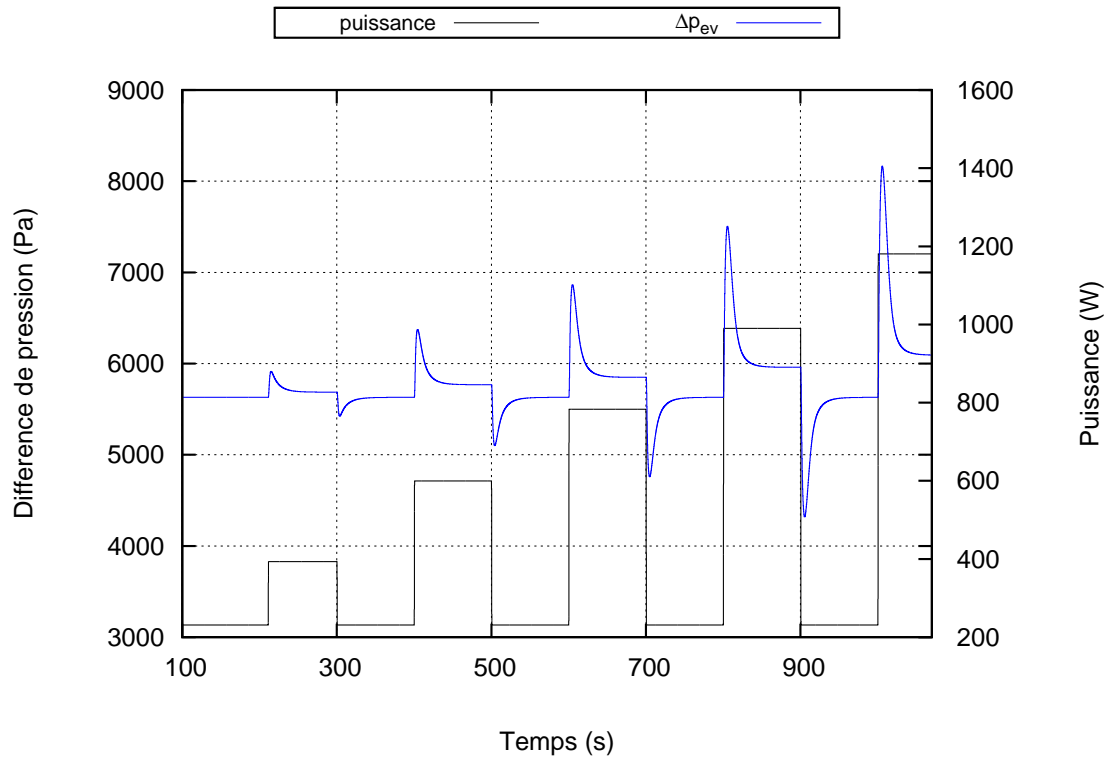
4.5 Analyse du comportement oscillatoire du système

Dans cette partie, nous souhaitons étudier le comportement oscillatoire du système. Pour cela, nous regardons la dynamique autour des régimes stationnaires (points fixes) associés aux diverses valeurs de la puissance appliquée à l'évaporateur. Dans ces conditions, à partir d'une analyse linéaire de stabilité (ALS), il est possible de trouver des expressions explicites des paramètres des temps caractéristiques du système.

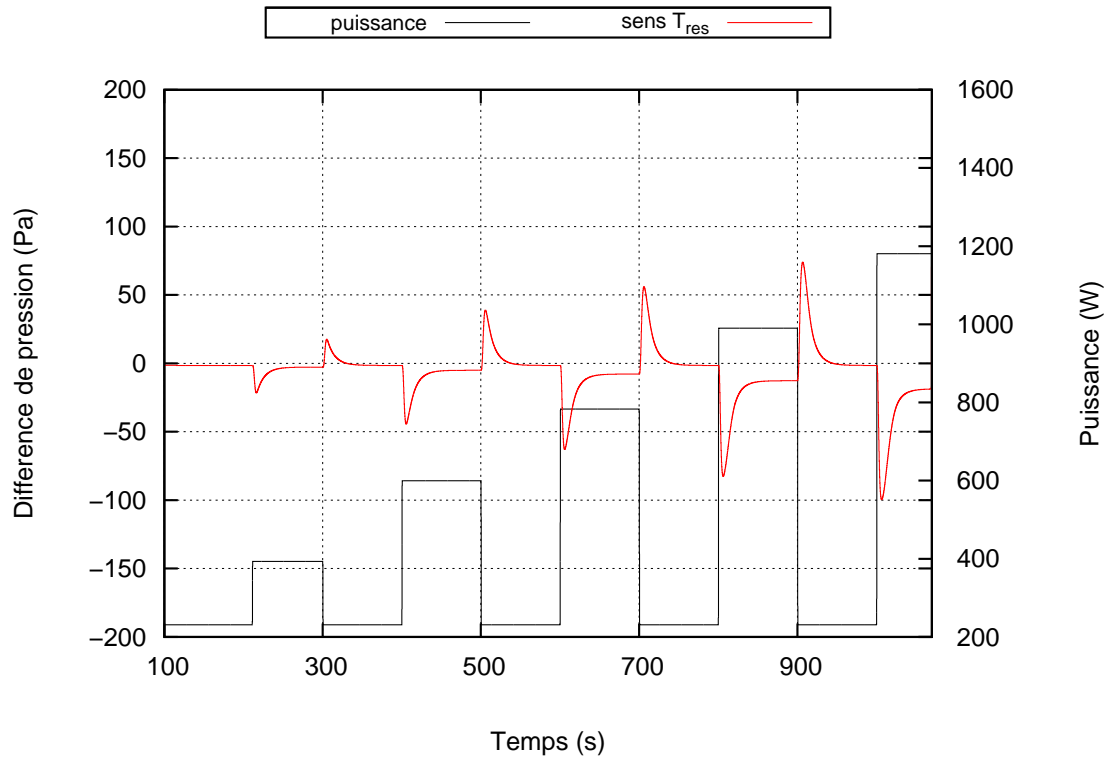


(a) Débit massique liquide


(b) Sensibilité à T_R
Figure 4.34 – Etude de sensibilité du débit massique à T_R



(a) Différence de pression


 (b) Sensibilité à T_R
Figure 4.35 – Etude de sensibilité de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur à T_R

Pour une description plus détaillée des développements mathématiques, le lecteur pourra se référer à l'annexe C. Il est important de souligner que les résultats de l'ALS caractérisent la réponse du système pour une perturbation infinitésimale de la boucle autour des points fixes. Il est donc possible de voir apparaître dans les régimes pleinement transitoires, comme par exemple des transitoires consécutifs à des échelons de puissance (partie précédente), une dynamique sensiblement différente que l'on associera au caractère non-linéaire du système. En cela, cette méthode permet aussi de mettre en exergue le rôle des non-linéarités.

En considérant seulement des perturbations de premier ordre autour du régime permanent :

$$\begin{cases} T_B(t) &= T_B(t_{rp}) + \delta T_B(t) \\ L_{2\varphi,c}(t) &= L_{2\varphi,c}(t_{rp}) + \delta L_{2\varphi,c}(t) \\ \dot{m}_l(t) &= \dot{m}_l(t_{rp}) + \delta \dot{m}_l(t) \end{cases} \quad (4.17)$$

Nous obtenons le système suivant d'équations linéaires régissant la dynamique des perturbations :

$$\begin{pmatrix} \frac{d\delta T_B}{dt} \\ \frac{d\delta L_{2\varphi,c}}{dt} \\ \frac{d\delta \dot{m}_l}{dt} \end{pmatrix} = J \begin{pmatrix} \delta T_B \\ \delta L_{2\varphi,c} \\ \delta \dot{m}_l \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

La solution générale de ce système d'équation s'écrit sous la forme :

$$\delta X(t) = X(t) - X(t_{rp}) = \sum A_i e^{\lambda_j t}$$

$$\text{avec } \lambda_j = \text{Re}(\lambda_j) + \text{Im}(\lambda_j)i \Rightarrow \tau_j = \frac{1}{\text{Re}(\lambda_j)} \quad \text{et } f = \frac{\text{Im}(\lambda_j)}{2\pi}$$

Le premier résultat majeur de cette étude est que, parmi les trois valeurs propres obtenues, l'une est un réel négatif, les deux autres étant des complexes conjuguées avec une partie réelle négative, ce qui permet de réécrire la solution générale comme suit :

$$\delta X(t) = A_1 e^{(-\frac{t}{\tau_1})} + A_2 e^{(-\frac{t}{\tau_2})} (\cos \omega t)$$

où τ_1 représente le temps caractéristique le plus long (la durée de la phase thermique), τ_2 correspond au temps d'amortissement des oscillations. La période des oscillations $T = \frac{2\pi}{\omega}$.

Ce résultat montre :

- ◇ le caractère stable de la solution stationnaire ;
- ◇ un comportement potentiellement oscillatoire.

Les figures 4.36 et 4.37 représentent respectivement le temps caractéristique de la phase thermique τ_1 , le temps d'amortissement des oscillations τ_2 et la période T en fonction des paramètres suivants :

- ◇ le coefficient d'échange global ($h_{2\varphi,c}$) dans la zone de condensation ;
- ◇ l'épaisseur de la paroi de l'évaporateur, qui module l'inertie thermique de l'évaporateur.

On constate sur ces figures que les différents temps caractéristiques de la dynamique sont quasiment indépendants de la puissance appliquée à l'évaporateur.

Les résultats de la figure 4.36 montre qu'en faisant varier le coefficient d'échange globale ($h_{2\varphi,c}$) dans la zone de condensation, le temps caractéristique de la phase thermique τ_1 est insensible au régime de condensation. Cependant, on constate une diminution du temps d'amortissement τ_2 et une diminution de la période T . Cette tendance montre qu'une intensification du transfert thermique dans le condenseur augmente la possibilité de l'apparition d'un comportement oscillatoire avec une fréquence autour de 1 Hz .

Par ailleurs, la variation de l'épaisseur de la paroi de l'évaporateur (figure 4.37), montre une forte sensibilité du temps caractéristique de la phase thermique τ_1 et du temps d'amortissement τ_2 à ce paramètre. On constate une augmentation de l'ordre d'un facteur 5 pour τ_1 et une augmentation de l'ordre d'un facteur 3 pour τ_2 . La période T est peu sensible à la variation de l'épaisseur de la paroi de l'évaporateur. Ce résultat montre bien que l'augmentation de l'inertie thermique de l'évaporateur croît avec le temps caractéristique de la durée de la phase thermique τ_1 . Par contre, si l'on regarde le temps d'amortissement, on observe qu'il est lissé lorsqu'on diminue l'inertie thermique de l'évaporateur, ce qui signifie qu'il est plus probable d'observer des oscillations à faible épaisseur ($\tau_2 \simeq 3T$) qu'avec une masse thermique plus importante ($\tau_2 \simeq T$).

4.6 Conclusion

Le modèle donne des capacités de description satisfaisantes de la dynamique dans le cas des échelons de puissance croissants d'amplitude importante ($+1200\text{ W}$). Cependant, pour capter les temps de la phase hydrodynamique, il a été nécessaire de procéder à un ajustement des paramètres du condenseur. Ceci révèle avant tout les limites descriptives du modèle de condensation. Au vu de la sensibilité à la distribution de phase ($h_{2\varphi,c}$, α), on ne peut que remettre en cause l'hypothèse selon laquelle la distribution des phases au sein de la zone de condensation est négligeable dans la dynamique. Cette remise en question est encore plus prégnante dans le cas des échelons de puissance décroissants où le modèle n'est pas capable de capter la tendance du comportement.

En plus de cette forte sensibilité au comportement du condenseur, le travail d'analyse des trajectoires expérimentales ont déjà montré :

- ◇ une sensibilité à l'inertie accrue lorsque le niveau de pertes est plus faible ce qui peut se traduire par l'apparition d'un comportement oscillatoire ;
- ◇ une faible sensibilité de la température de saturation dans le réservoir à la phase de redistribution des fluides, même si elle est plus importante dans les transitoires (allant dans le sens d'une minoration des amplitudes des valeurs maximales de débit lors de son augmentation) ;

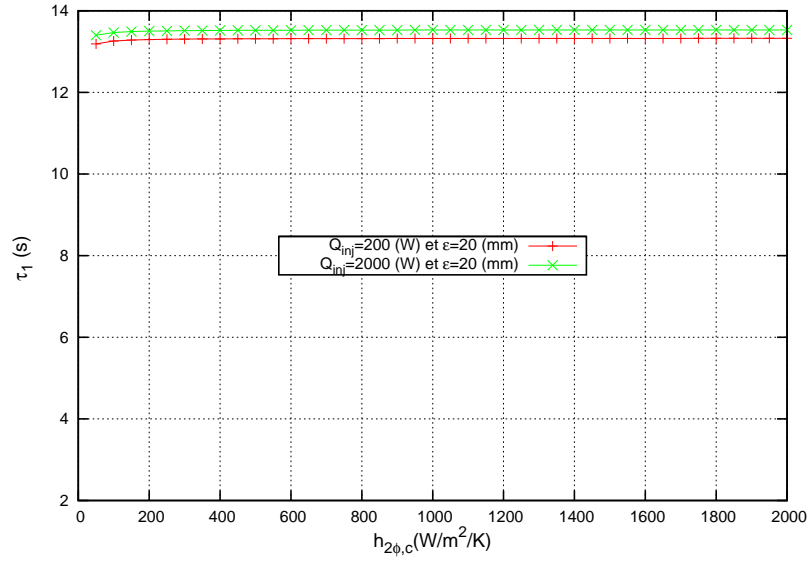
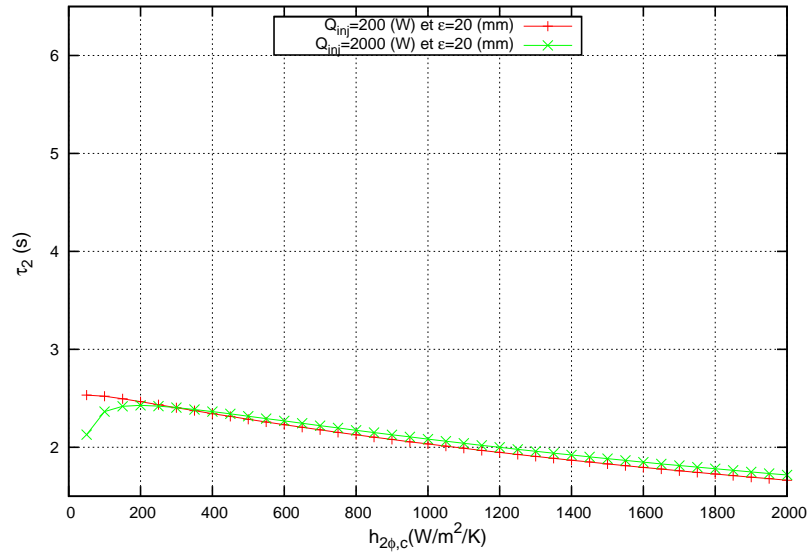
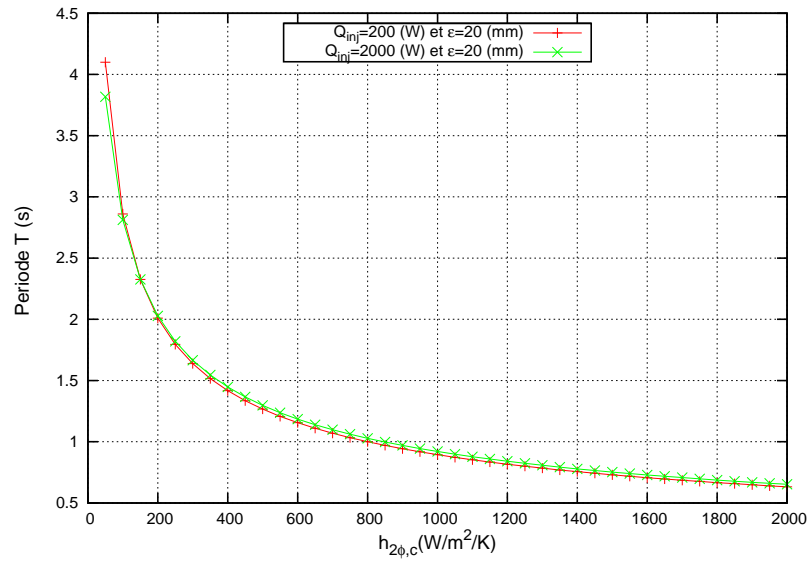
(a) Temps caractéristique de la phase thermique τ_1 (b) Temps d'amortissement τ_2 (c) La période T

Figure 4.36 – Sensibilité au coefficient d'échange global ($h_{2\phi,c}$) dans la zone de condensation

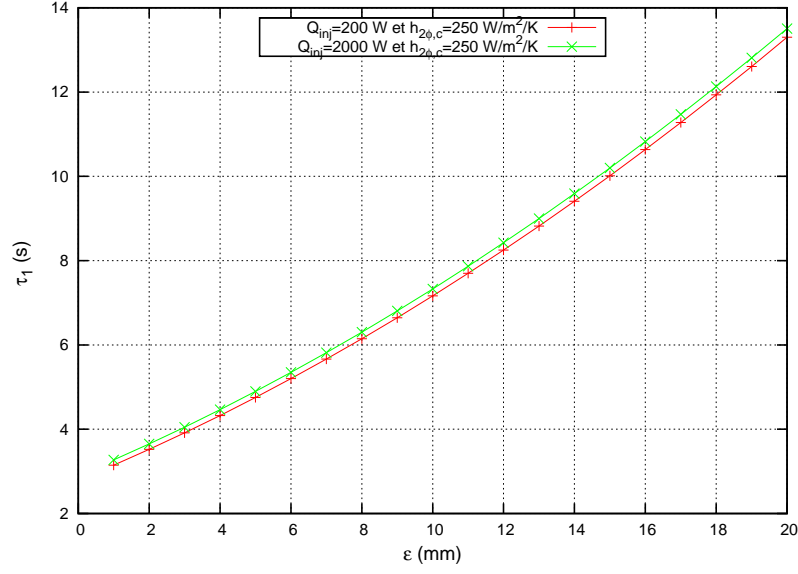
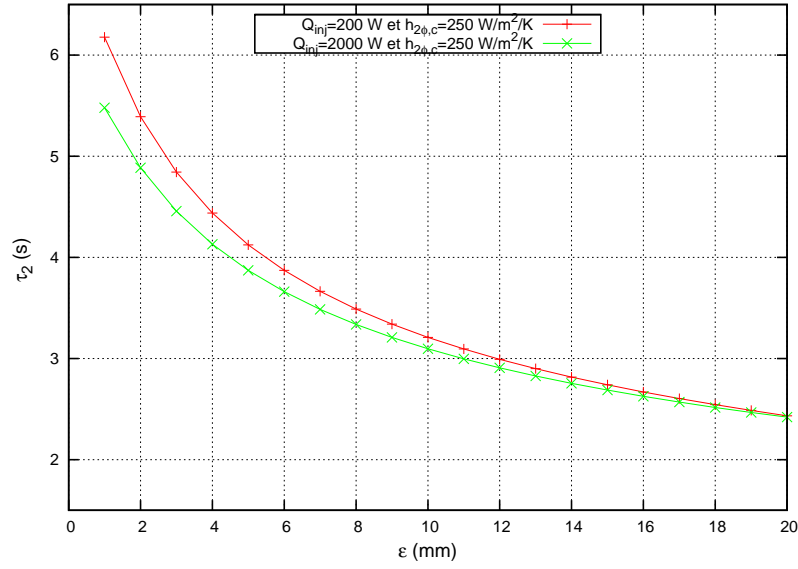
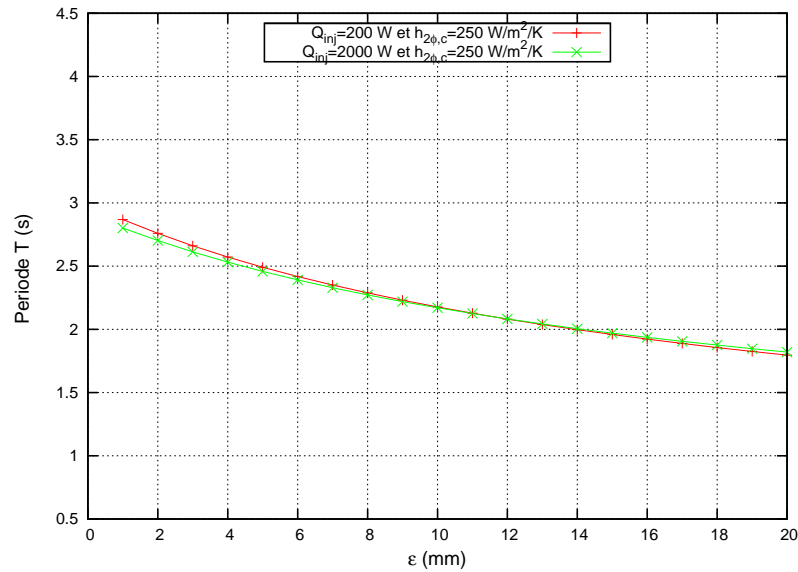

 (a) Temps caractéristique de la phase thermique τ_1

 (b) Temps d'amortissement τ_2

 (c) La période T

 Figure 4.37 – Sensibilité à l'épaisseur ϵ paroi de l'évaporateur

- ◇ une amplification des « overshoots » de débit plus sensible à faible amplitude d'échelon de puissance ;
- ◇ le rôle d'amortissement du comportement oscillatoire par la masse thermique de l'évaporateur.

Chapitre 5

Simulations

Après la présentation et la validation de la modélisation en régime transitoire, il est maintenant question d'exploiter le modèle de manière à mieux évaluer l'impact de certains paramètres sur le comportement de la CPLIP au cours de ces régimes transitoires. Les conclusions sur les capacités descriptives du modèle font que l'on se focalisera sur l'étude de la réponse de la boucle dans le cas d'échelons d'amplitude positive uniquement. Le modèle sera utilisé pour simuler quelques expériences correspondant à une extension des conditions opératoires (fortes puissances, changement de températures de réservoir, ...) ou de modifications du dispositif (condenseur plus performant, lignes redimensionnées). Une question au premier plan sera de discuter des effets de la gravité à travers d'une part la position relative du condenseur par rapport à l'évaporateur (élévation) et d'autre part à travers la variation de l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale.

Nous analyserons dans un premier temps, l'influence des paramètres suivants :

- ◇ la température de saturation dans le réservoir ;
- ◇ le coefficient d'échange global dans le condenseur ;
- ◇ l'épaisseur des blocs de chauffe de l'évaporateur ;
- ◇ la position du condenseur par rapport à l'ensemble évaporateur/réservoir et l'inclinaison du condenseur et du réservoir.

Ensuite, nous examinerons un dimensionnement de la CPLIP adapté aux échelons de puissance croissants de très forte amplitude (+3000 W).

5.1 Influence de la température de saturation dans le réservoir

Les résultats présentés sur la figure 5.1 correspondent à trois températures de consignes : 57°C , 67°C et 77°C . Le scénario de puissance imposée à l'évaporateur est celui des tests METH-2.

La figure 5.1(a) représente les évolutions du débit massique liquide pour les trois températures de saturation. On constate qu'il y a peu d'influence de la température de saturation sur les amplitudes des valeurs maximales de débit massique liquide et de pression (figure 5.2). On remarque d'autre part que la diminution de la température de saturation dans le réservoir accentue le caractère oscillatoire du système et augmente sensiblement la durée de la phase de distribution.

On retrouve ici les conclusions de l'étude de sensibilité de la partie 4.4.3, soit qu'une

augmentation de la température de saturation dans le réservoir va dans le sens d'une diminution de l'amplitude des maxima de débit massique et de pression différentielle aux bornes de l'évaporateur.

La figure 5.2(b) représente les valeurs maximales de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon de puissance. On constate bien que l'on atteint la limite du saut pression capillaire maximal à partir de l'amplitude de l'échelon $\dot{Q} = +1000 \text{ W}$ pour $T_R = 57^\circ\text{C}$ et $T_R = 67^\circ\text{C}$. Dans le cas où $T_R = 77^\circ\text{C}$, la limite du saut de pression capillaire est atteinte pour un échelon d'amplitude \dot{Q} comprise entre $+1000 \text{ W}$ et $+1200 \text{ W}$. Donc, on décroche plus tôt à basse température.

La figure 5.3 représente les évolutions de la conductance G_v^{res} pour les trois températures de saturation. On peut remarquer, la croissance de la conductance avec la température de saturation dans le réservoir. En effet, d'après l'équation 5.1, on constate que la conductance G_v^{res} est déterminée en fonction des coefficients $K_{1,v}$, $K_{2,v}$, $K_{1,l}$ et $K_{2,l}$ qui dépendent des propriétés thermophysiques du fluide (μ et ρ). De ce fait, une augmentation de la température de saturation diminue la viscosité dynamique μ_v et la masse volumique $\rho_{v,sat}$ et donc on diminue la différence de pression entre le réservoir et l'entrée du condenseur $\Delta p_{v,R}$, ce qui entraîne une augmentation de la conductance.

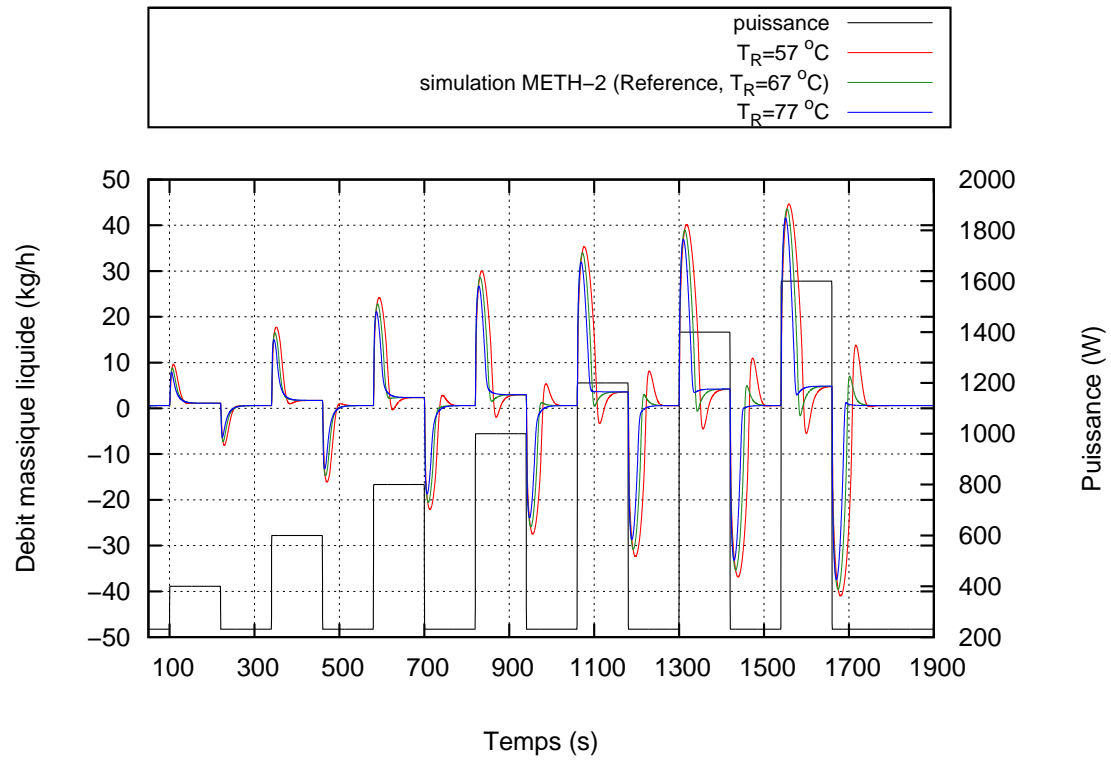
$$G_v^{res} = \frac{\dot{Q}_{inj}}{\frac{\Delta p_g}{K_{sat}} + \frac{\dot{Q}_{inj}}{G_{vap}^V} + \frac{(K_{1,v} + K_{1,l}) \dot{Q}_{inj}}{K_{sat}} + \frac{(K_{2,v} + K_{2,l}) \dot{Q}_{inj}^2}{K_{sat}}} \quad (5.1)$$

5.2 Influence du coefficient d'échange global dans le condenseur

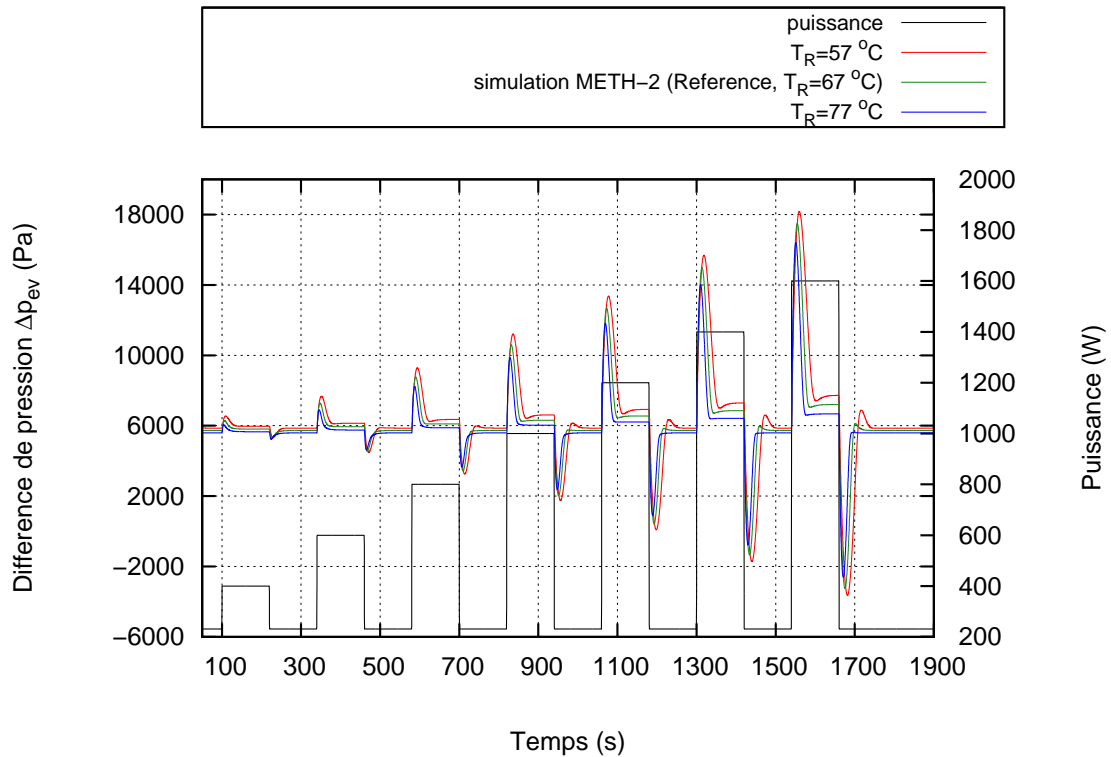
Le coefficient d'échange global dans le condenseur est l'un des paramètres les plus influents du modèle pendant les phases transitoires. La figure 5.4 représente les résultats de simulation pour trois valeurs de coefficient d'échange $h_{2\varphi,c}$: $250 \text{ W/m}^2/\text{K}$, $500 \text{ W/m}^2/\text{K}$ et $1000 \text{ W/m}^2/\text{K}$. La valeur $h_{2\varphi,c} = 250 \text{ W/m}^2/\text{K}$ correspond à celle déterminée à partir des résultats expérimentaux.

La figure 5.4(a) représente l'évolution du débit massique liquide pour les trois valeurs du coefficient d'échange. On constate dans un premier temps que la modification des transferts thermiques dans la zone de condensation influe sur la durée de la phase de redistribution du fluide entre le condenseur et le réservoir. Ensuite, on observe que les valeurs maximales du débit massique liquide (figure 5.5(a)) diminuent avec le coefficient d'échange global. En effet, le fait d'augmenter le coefficient d'échange global dans le condenseur ($h_{2\varphi,c}$) intensifie les échanges thermiques lors de la condensation et, par voie de conséquence, réduit considérablement la longueur de condensation ($L_{2\varphi,c}$). Il y a moins de liquide à évacuer vers le réservoir ce qui provoque une diminution des amplitudes des « overshoots » et une durée plus courte de la phase de redistribution du fluide entre le condenseur et le réservoir.

C'est la même chose en ce qui concerne la différence de pression aux bornes de l'évaporateur (figures 5.4(b) et figure 5.5(b)).

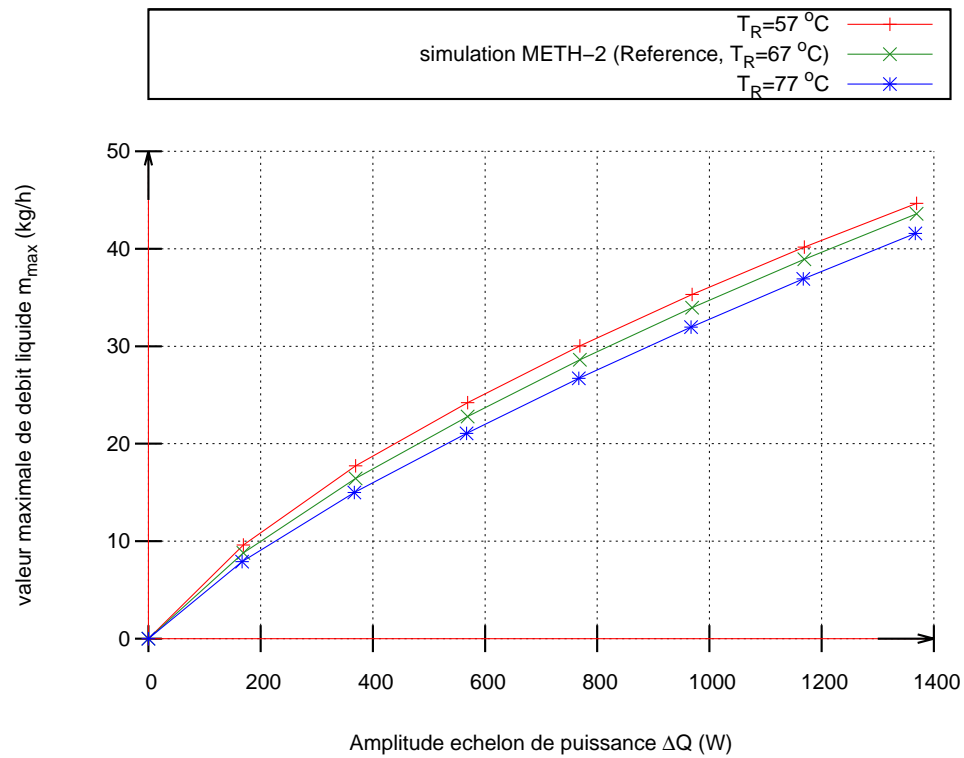


(a) Débit massique liquide

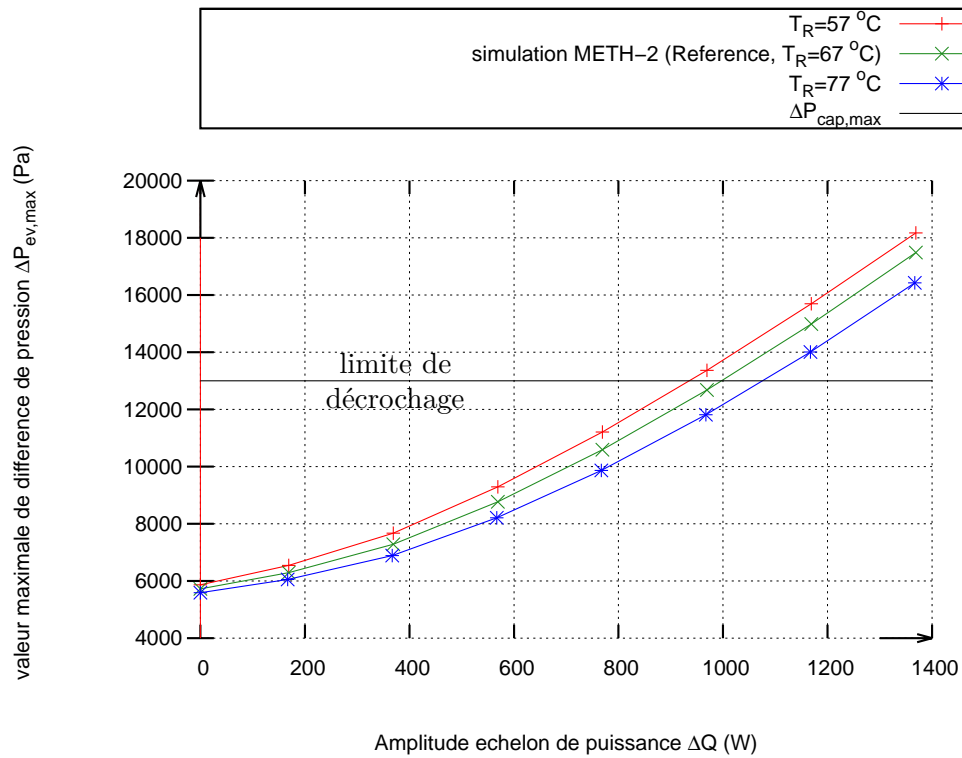


(b) Différence de pression

Figure 5.1 – Sensibilité à la température de saturation dans le réservoir



(a) valeur maximale du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon



(b) valeur maximale de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon

Figure 5.2 – Sensibilité à la température de saturation dans le réservoir

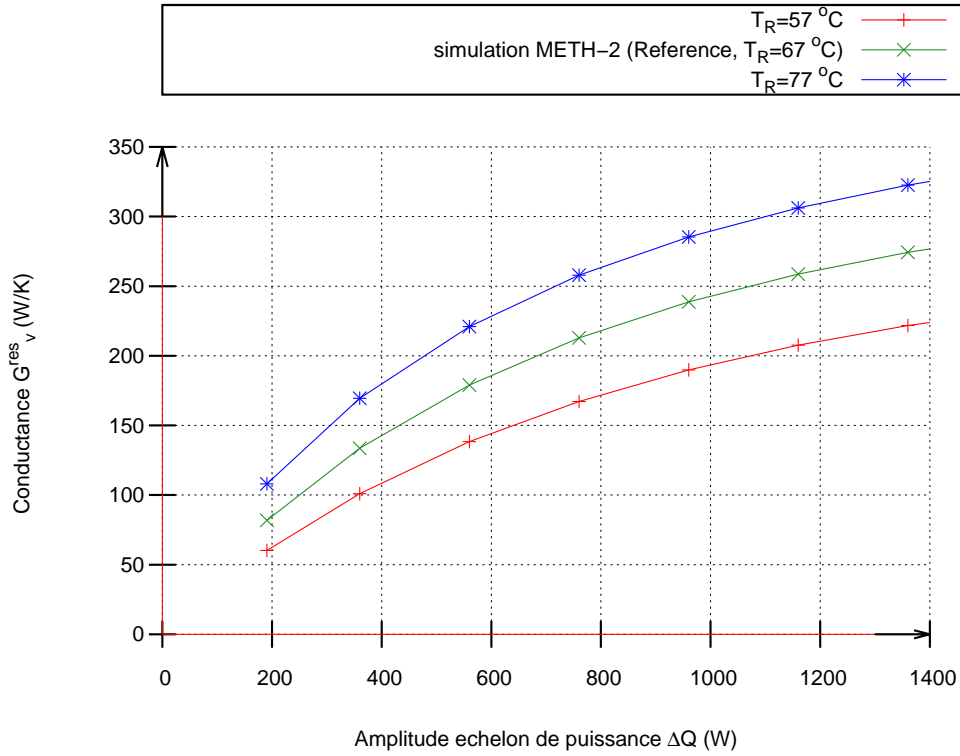


Figure 5.3 – Conductance à l'évaporateur

Par ailleurs, sur la figure 5.5(b), on peut remarquer qu'en multipliant par 2 le coefficient d'échange $h_{2\varphi,c}$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur ne dépasse le saut de pression capillaire maximal qu'à partir d'un échelon de puissance d'amplitude $\Delta\dot{Q} = +1400\text{ W}$. Pour une valeur de coefficient d'échange $h_{2\varphi,c} = 1000\text{ W/m}^2/\text{K}$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur est largement en dessous du saut de pression capillaire maximal sur toute la gamme de puissance appliquée à l'évaporateur. La boucle décroche plus tôt dans le cas d'un coefficient d'échange plus faible (condenseur moins efficace).

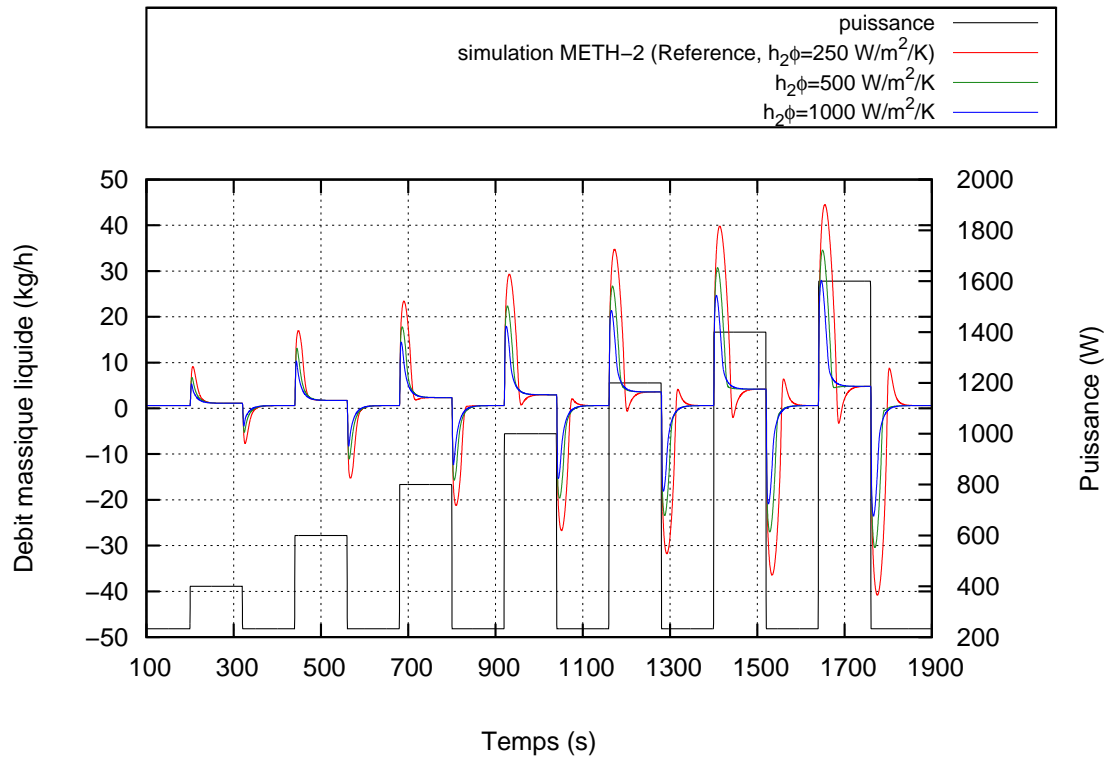
On peut donc conclure que la recherche d'une intensification des échanges au condenseur est primordiale pour étendre la tenue mécanique de la boucle.

La conductance G_v^{res} (figure 5.6) reste insensible au régime de condensation. Toutefois, on constate une légère amélioration des performances de l'évaporateur.

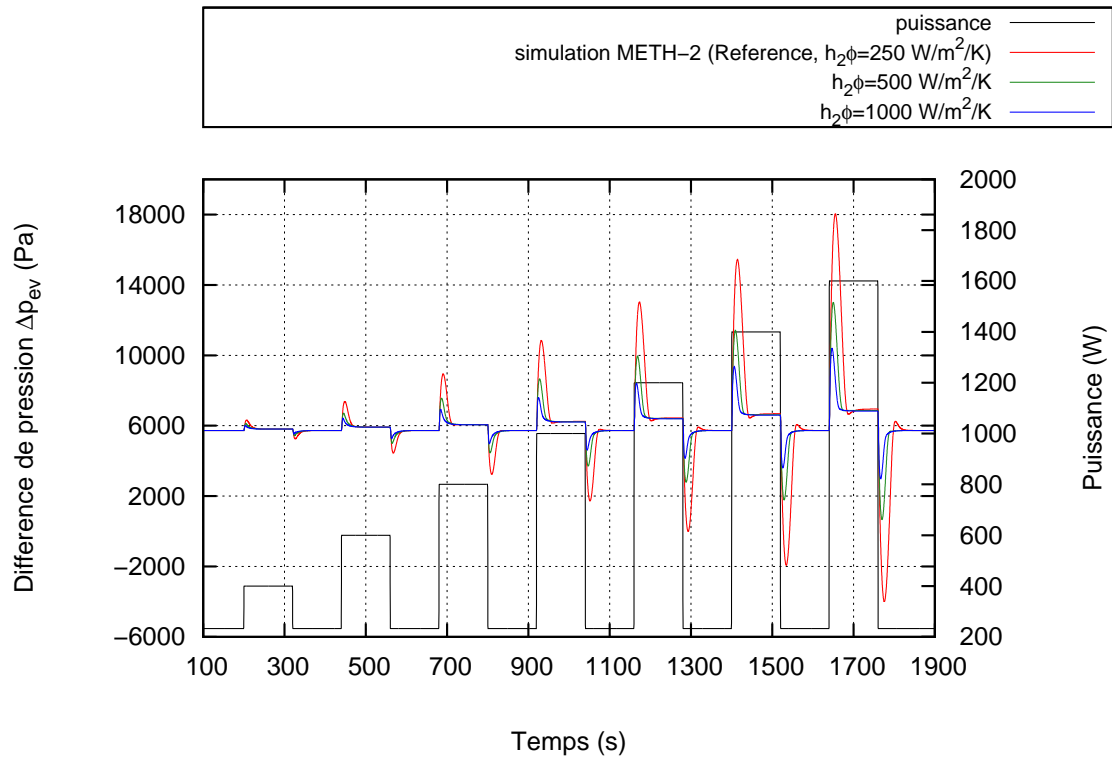
5.3 Influence de l'épaisseur des blocs de chauffe de l'évaporateur

L'épaisseur des blocs de chauffe de l'évaporateur joue un rôle très important sur le caractère oscillatoire du comportement de la boucle. Afin de mettre en évidence l'impact de ce paramètre, la figure 5.7 représente les résultats de simulation pour trois valeurs d'épaisseur ϵ_{bloc} : 10 mm, 20 mm et 40 mm.

La figure 5.7(a) représente l'évolution du débit massique liquide pour les trois valeurs d'épaisseur ϵ_{bloc} . On remarque tout d'abord que la modification de la masse

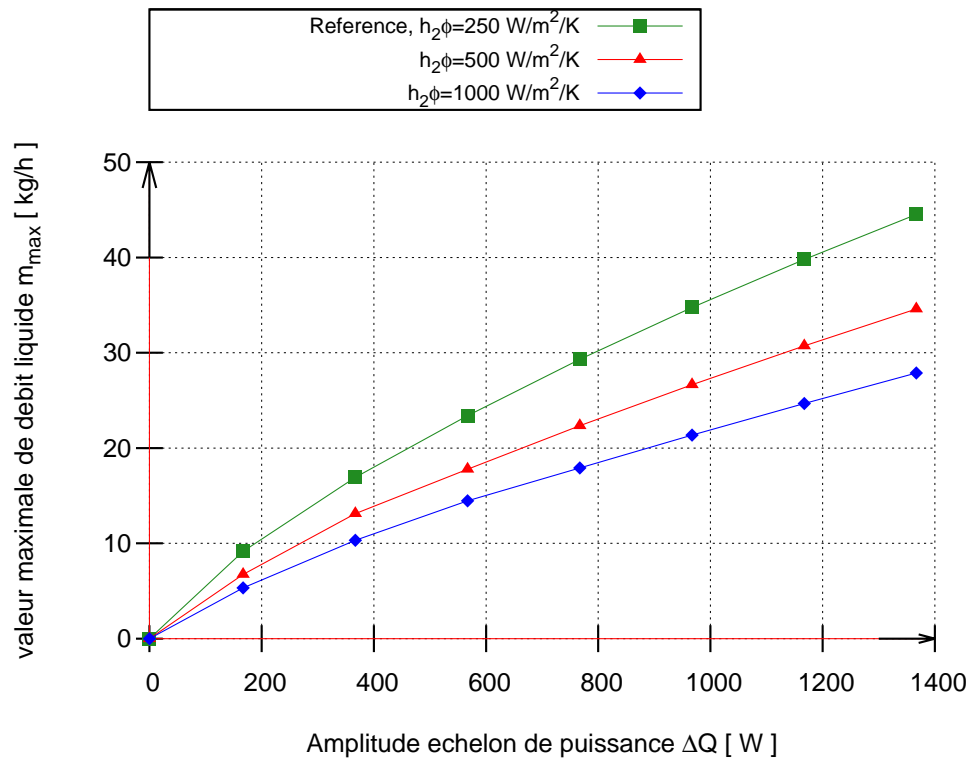


(a) Débit massique liquide

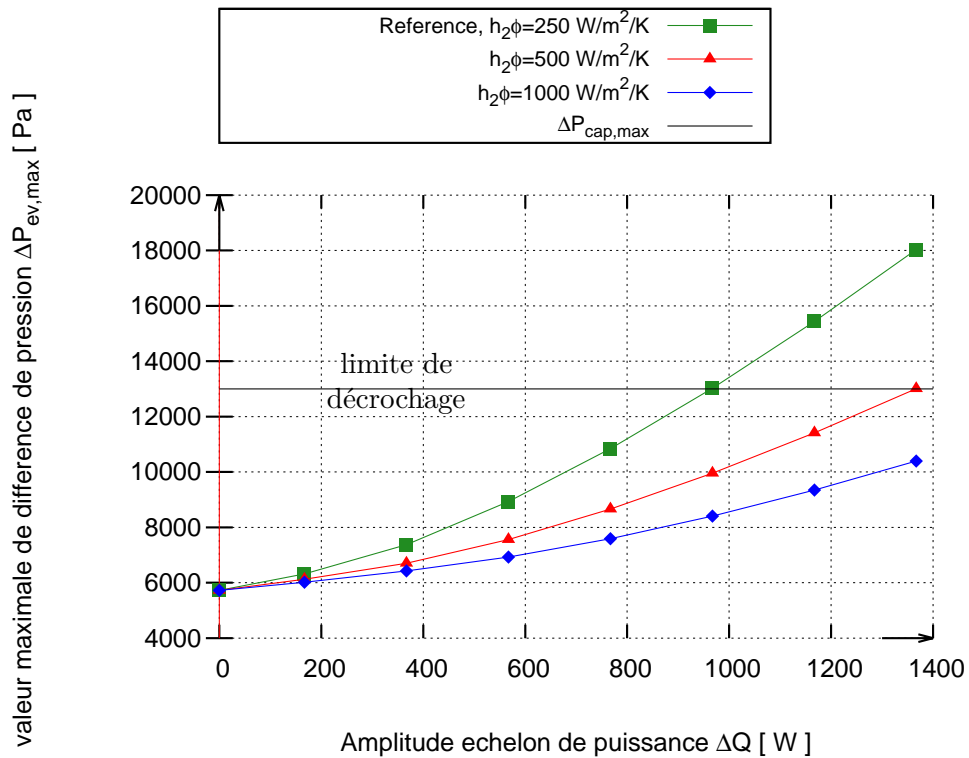


(b) Différence de pression

Figure 5.4 – Sensibilité au coefficient d'échange global



(a) Amplitude du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon



(b) Amplitude de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon

Figure 5.5 – Sensibilité au coefficient d'échange global

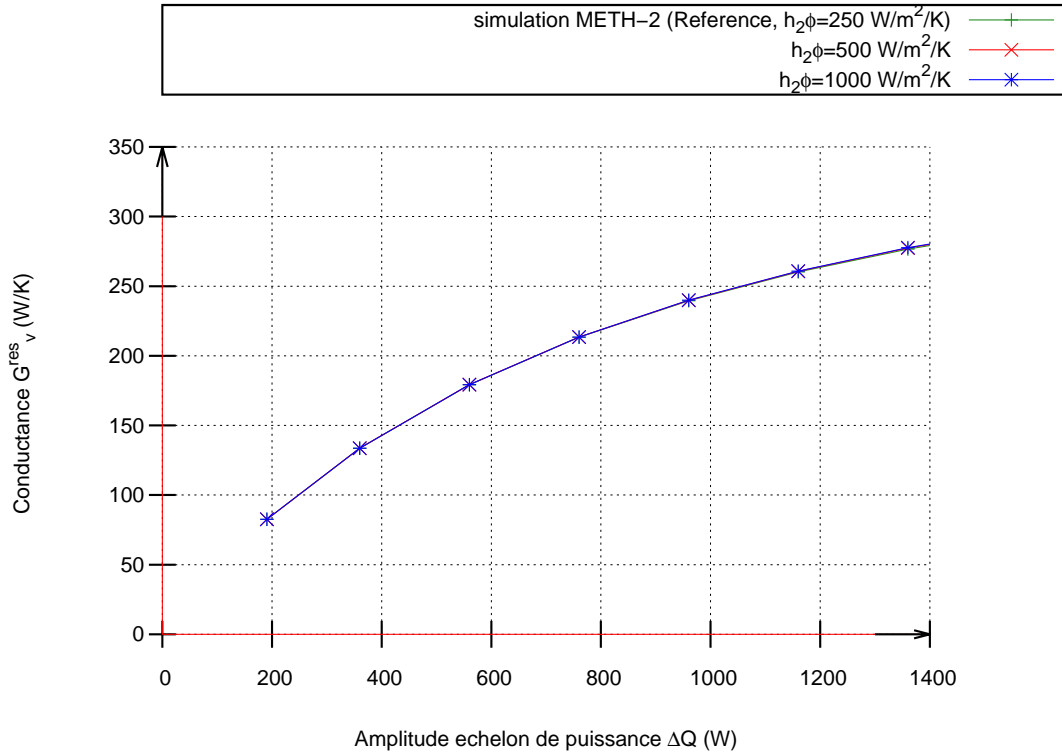


Figure 5.6 – Conductance à l'évaporateur

thermique de l'évaporateur a beaucoup d'influence sur la durée de la phase de redistribution du fluide entre le condenseur et le réservoir. Ensuite, on observe que les valeurs maximales du débit massique liquide (figure 5.8(a)) diminuent avec l'épaisseur des blocs. Ceci s'explique par le fait que la dynamique de l'évaporateur est principalement dominée par sa masse thermique, qui joue un rôle d'amortissement.

C'est la même chose en ce qui concerne la différence de pression aux bornes de l'évaporateur (figures 5.7(b) et figure 5.8(b)).

On retrouve ici les conclusions de l'analyse linéaire de stabilité (ALS) de la partie 4.5 c'est à dire qu'une augmentation de la masse thermique de l'évaporateur va dans le sens d'une diminution de l'amplitude des valeurs maximales de débit massique et de pression différentielle aux bornes de l'évaporateur, et qu'il est plus probable d'observer des oscillations à faible épaisseur qu'avec une masse thermique plus importante. Cette tendance a montré dans le cas de l'ALS des fréquences de l'ordre de $0,5 Hz$ alors qu'on remarque ici, lors d'une diminution de l'inertie thermique, des fréquences beaucoup plus faibles (environ $0,05 Hz$). Ceci peut s'expliquer par les effets de non-linéarités.

Cependant, sur la figure 5.8(b), on peut noter que, en multipliant par 2 l'épaisseur des blocs de chauffe ϵ_{bloc} , la différence de pression aux bornes de l'évaporateur reste en dessous du saut de pression capillaire maximal sur toute la gamme de puissance. Pour une valeur d'épaisseur des blocs de chauffe $\epsilon_{bloc} = 10 mm$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur dépasse le saut de pression capillaire maximal à partir d'un échelon de puissance d'amplitude $\Delta\dot{Q} = +800 W$. La boucle décroche plus tôt dans le cas d'une masse thermique plus faible.

La conductance G_v^{res} (figure 5.9) reste insensible à l'inertie thermique de l'évaporateur. Cependant, si l'on regarde la conductance équivalente à l'évaporateur G_{eq} (figure 5.10), on constate une dégradation de la conductance globale lors d'une augmentation de la masse thermique à l'évaporateur.

5.4 Influence de la gravité

5.4.1 Influence de la position du condenseur par rapport à l'ensemble évaporateur/réservoir

Dans toutes les simulations qui ont été présentées précédemment, le condenseur est positionné comme sur le banc expérimental, c'est à dire $\Delta h = 114\text{ cm}$ entre le condenseur et le réservoir. On choisit deux positions intermédiaires du condenseur $\Delta h = 57\text{ cm}$ où il se trouve alors au niveau moyen de l'évaporateur et $\Delta h = 0\text{ cm}$ où il se situe au même niveau que le réservoir, soit 20 cm au dessus du haut de l'évaporateur (on est donc ici en position favorable, de type thermosiphon).

Si la différence de pression aux bornes de l'évaporateur (figures 5.11(b) et 5.12(b)) diminue en lien avec le terme gravitaire, on constate sur les figures 5.11(a) et 5.12(a) qu'il y a peu d'influence de la position du condenseur sur le débit massique liquide. En réalité, l'effet du terme gravitaire, lors d'une élévation (figure 5.13), est de translater faiblement la température de condensation sans couplage nouveau avec la dynamique du reste du système. Par conséquent, le débit massique liquide se trouve très faiblement impacté par la position du condenseur par rapport au réservoir lors des phases transitoires.

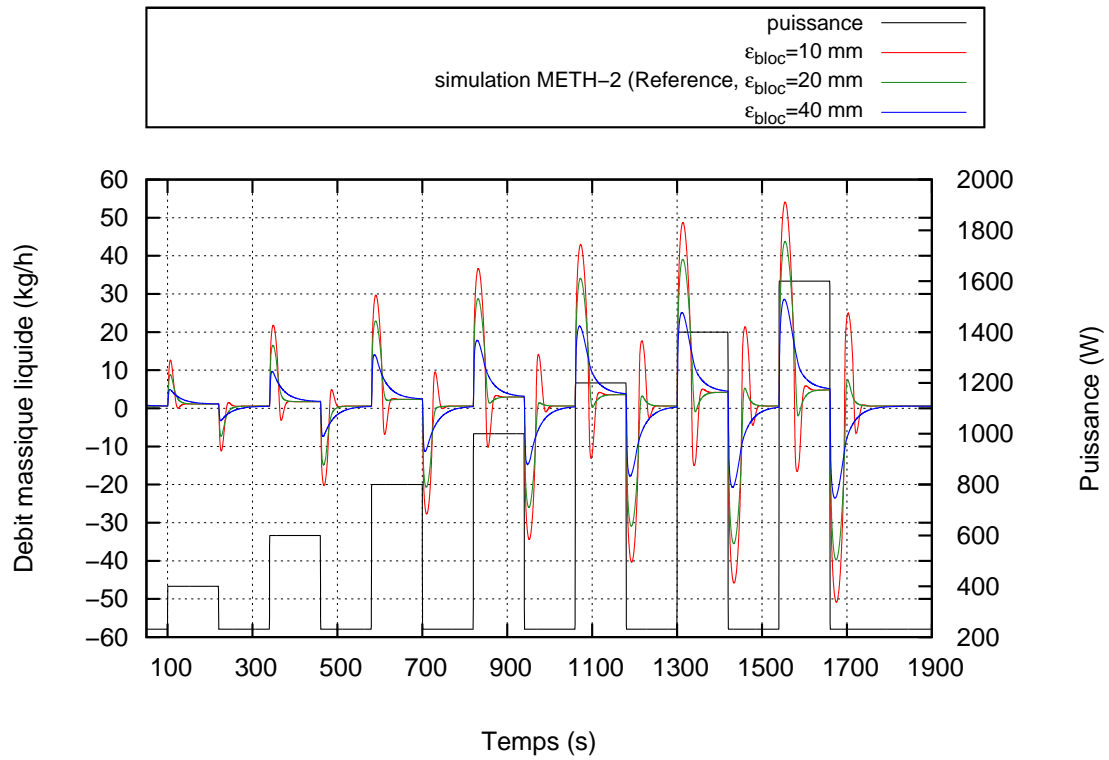
On observe sur la figure 5.12(b) premièrement que, si pour $\Delta h = 114\text{ cm}$ (configuration du dispositif expérimental), à partir d'un échelon de puissance d'amplitude $\Delta\dot{Q} = +1000\text{ W}$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur dépasse le saut de pression capillaire maximal, pour $\Delta h = 57\text{ cm}$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur reste quasiment inférieure au saut de pression capillaire maximal sur toute la gamme de puissance.

On constate que la position du condenseur par rapport à l'ensemble évaporateur/réservoir impacte considérablement la conductance G_v^{res} (figure 5.14). En effet, nous avons montré précédemment que cette conductance est une fonction de la conductance G_{vap} , qui est constante et de la perte de charge gravitaire. De ce fait, il est évident qu'en faisant varier cette perte de charge par l'intermédiaire de Δh (figure 5.13), on module la conductance G_v^{res} . On retrouve bien le fait que la conductance est meilleure quand le condenseur se rapproche du réservoir et qu'elle est maximale dans la position favorable (condenseur au dessus de l'évaporateur).

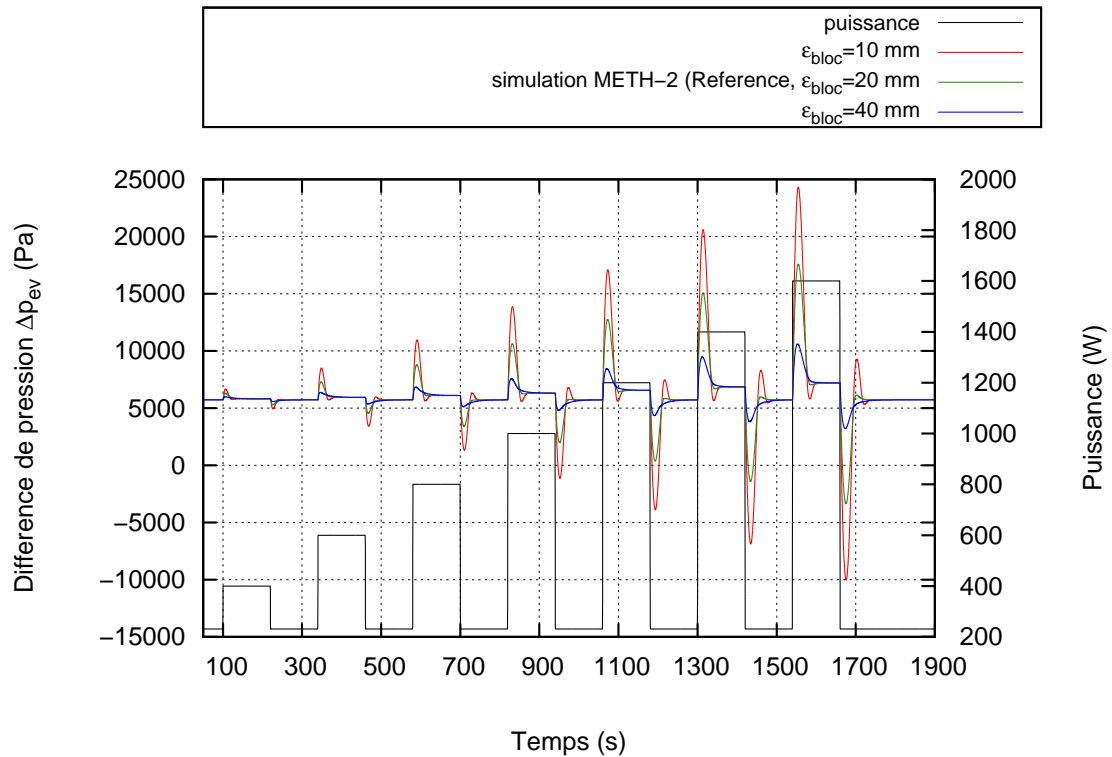
5.4.2 Influence de l'inclinaison du condenseur et du réservoir

L'orientation dans le champ gravitaire du banc expérimental de la CPLIP a déjà été grandement analysée dans le paragraphe 3.3 pour deux configurations. On a choisi ici de simuler un autre scénario de puissance appliquée à l'évaporateur et d'augmenter l'angle d'inclinaison jusqu'à 20° ou -20° .

On observe sur les figures 5.15(a) et 5.16(a) qu'il y a une modification significative du débit massique liquide avec l'inclinaison, elle est d'environ $\pm 15\%$ entre -20° et $+20^\circ$.

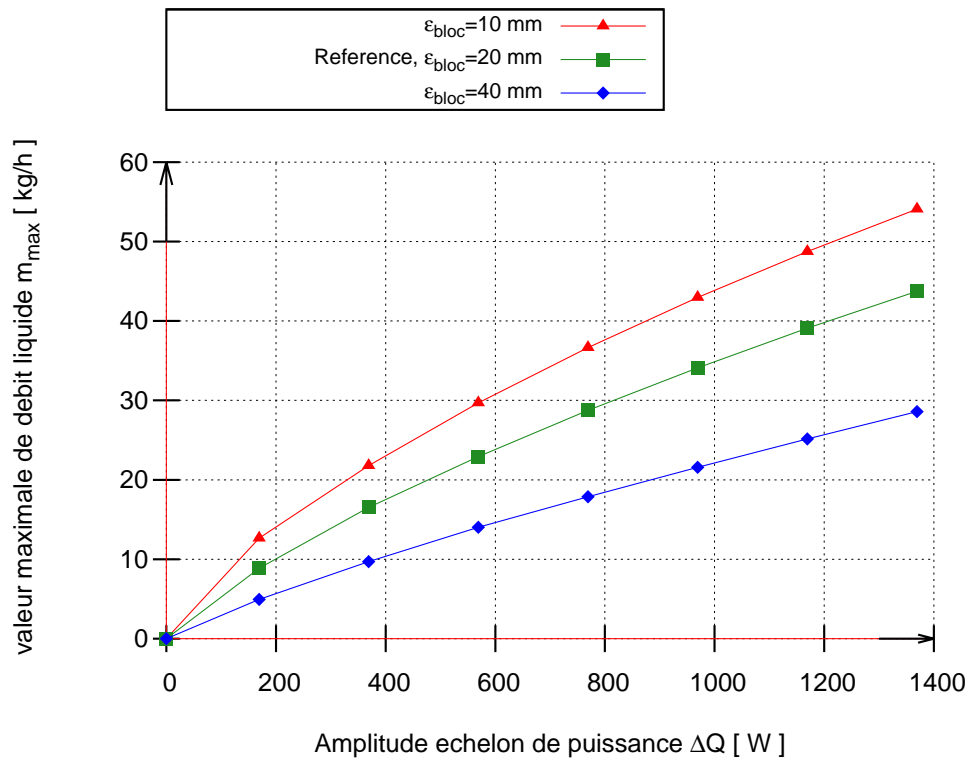


(a) Débit massique liquide

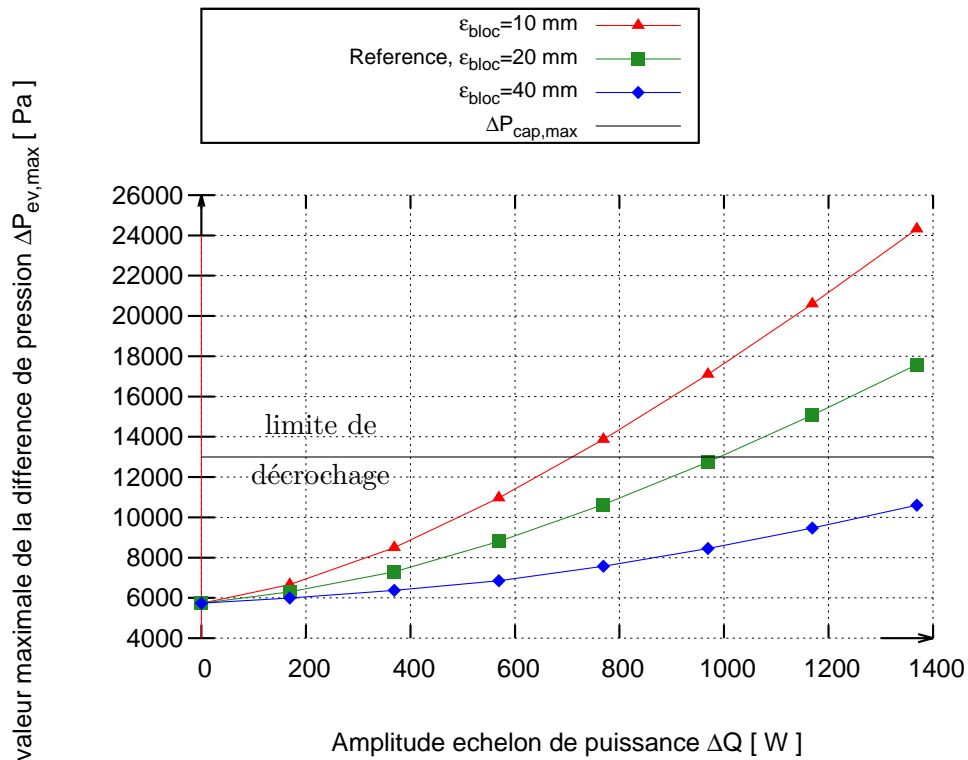


(b) Différence de pression

Figure 5.7 – Sensibilité à l'épaisseur des blocs de chauffe de l'évaporateur



(a) valeur maximale du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon



(b) valeur maximale de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon

Figure 5.8 – Sensibilité à l'épaisseur des blocs de chauffe de l'évaporateur

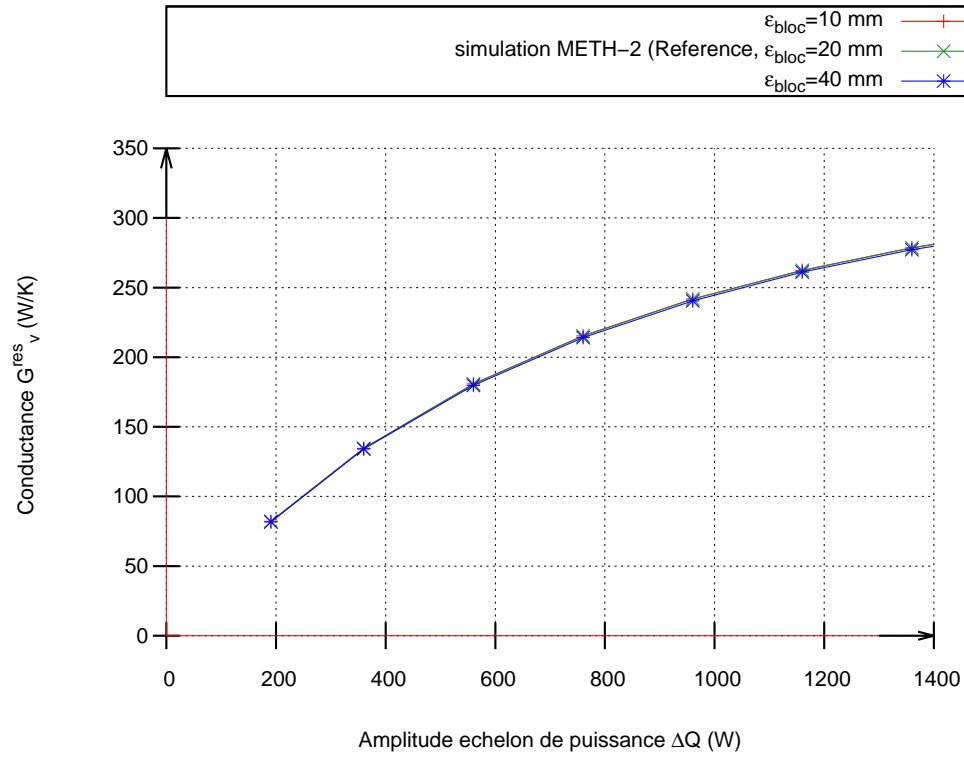


Figure 5.9 – Conductance à l'évaporateur

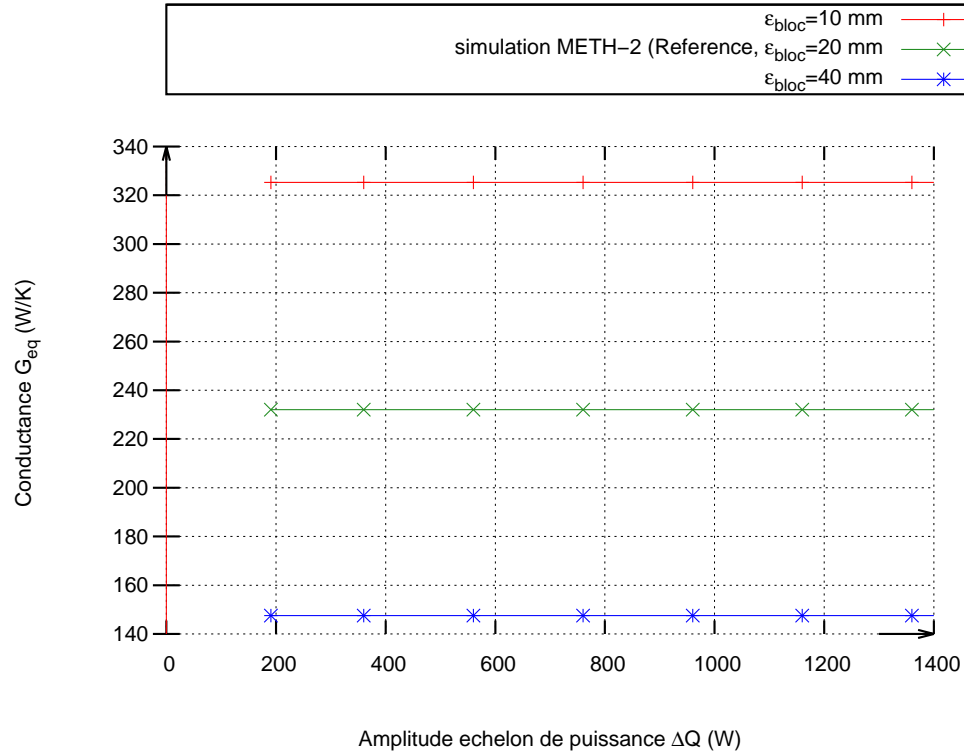
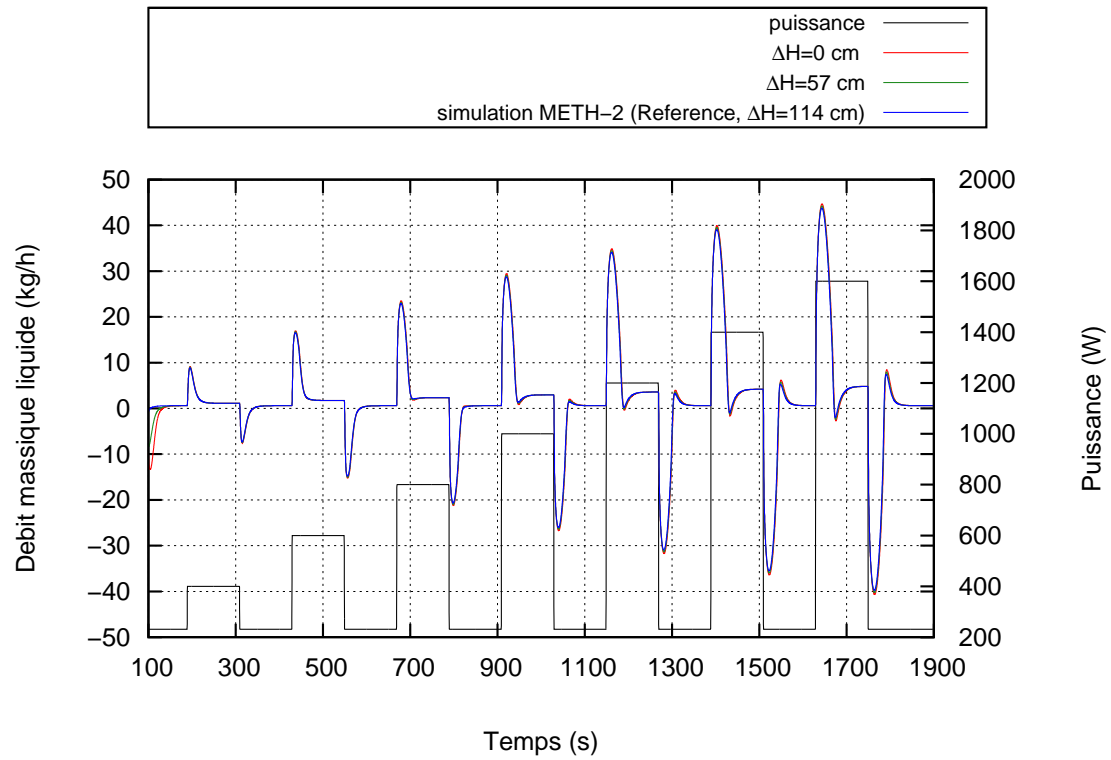
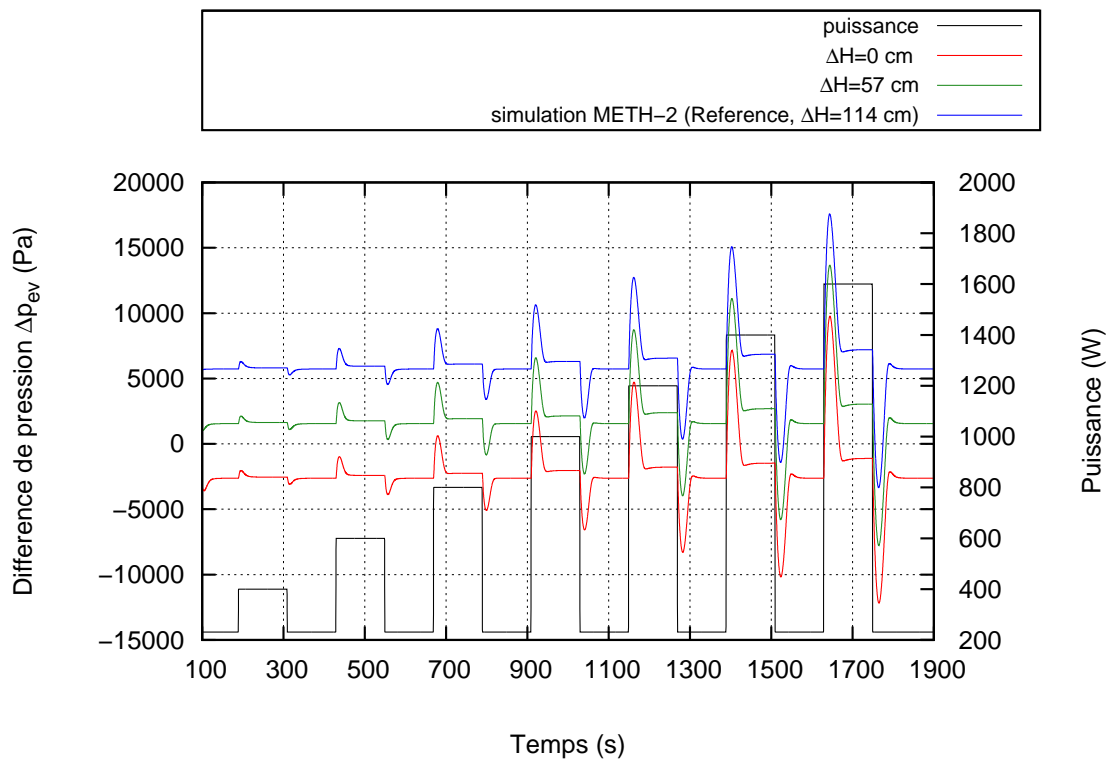


Figure 5.10 – Conductance équivalente à l'évaporateur

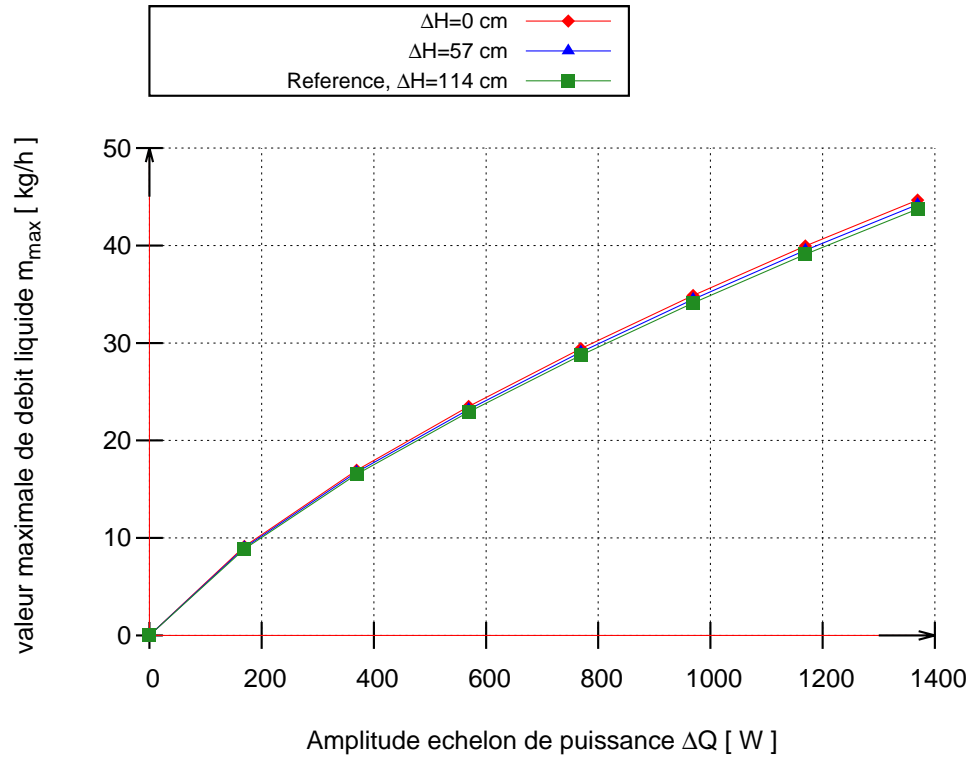


(a) Débit massique liquide

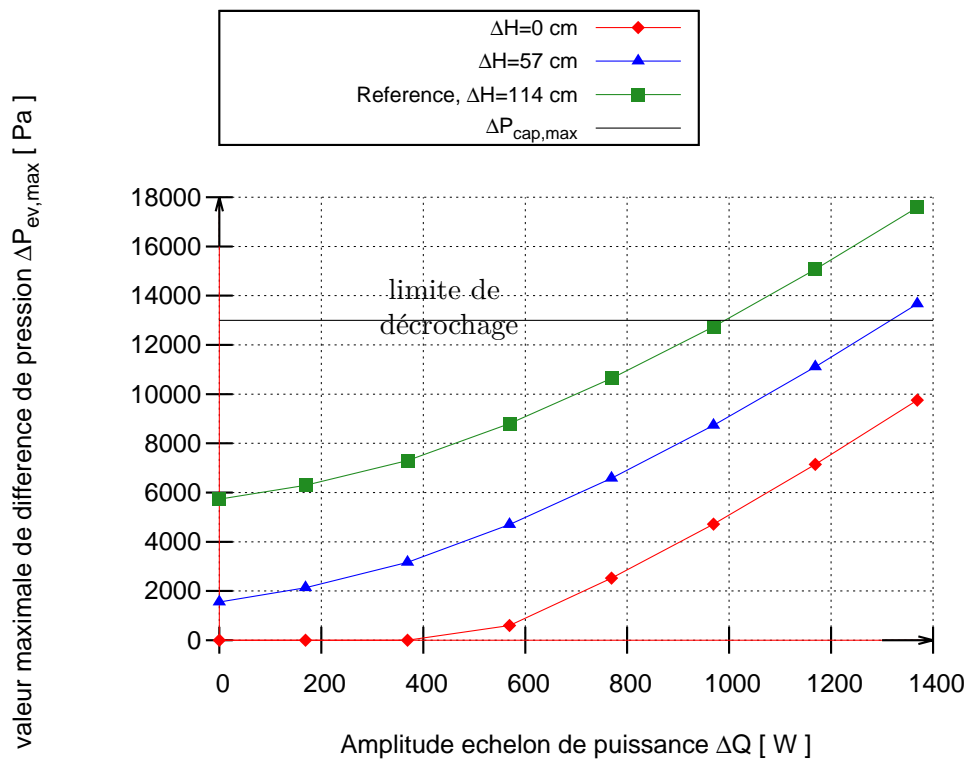


(b) Différence de pression

Figure 5.11 – Sensibilité à la la position du condenseur par rapport à l'ensemble évaporo-réservoir



(a) Amplitude du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon



(b) Amplitude de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon

Figure 5.12 – Sensibilité à la la position du condenseur par rapport à l'ensemble évaporateur/réservoir

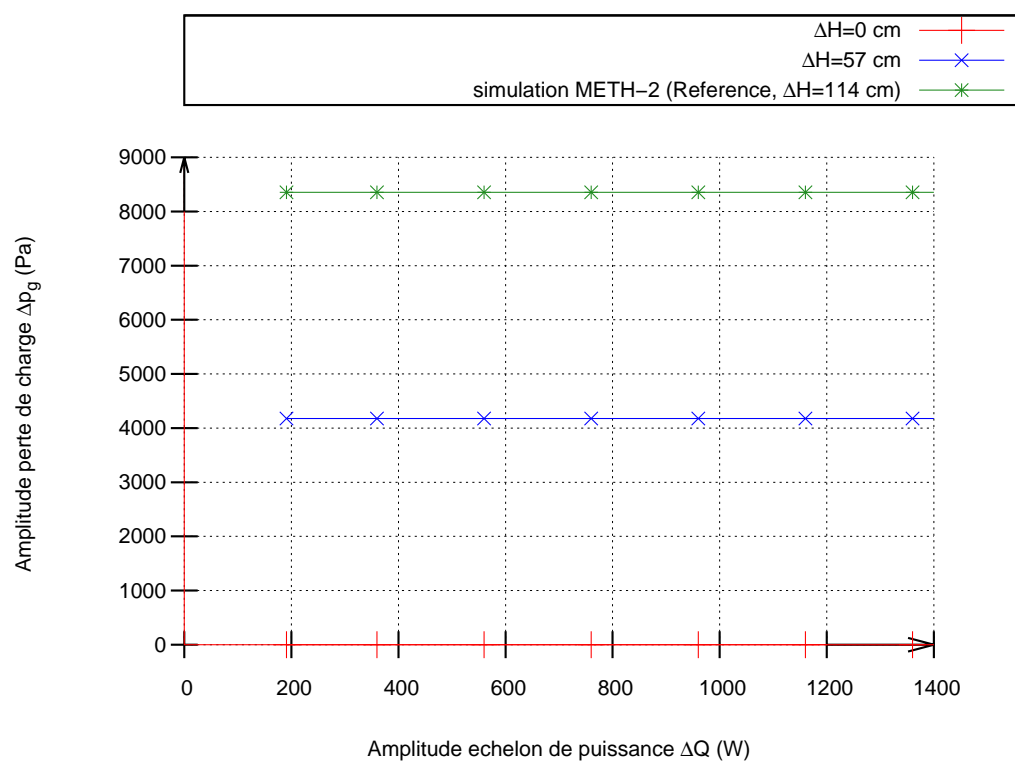


Figure 5.13 – Perte de charge gravitaire en fonction de l'amplitude de l'échelon

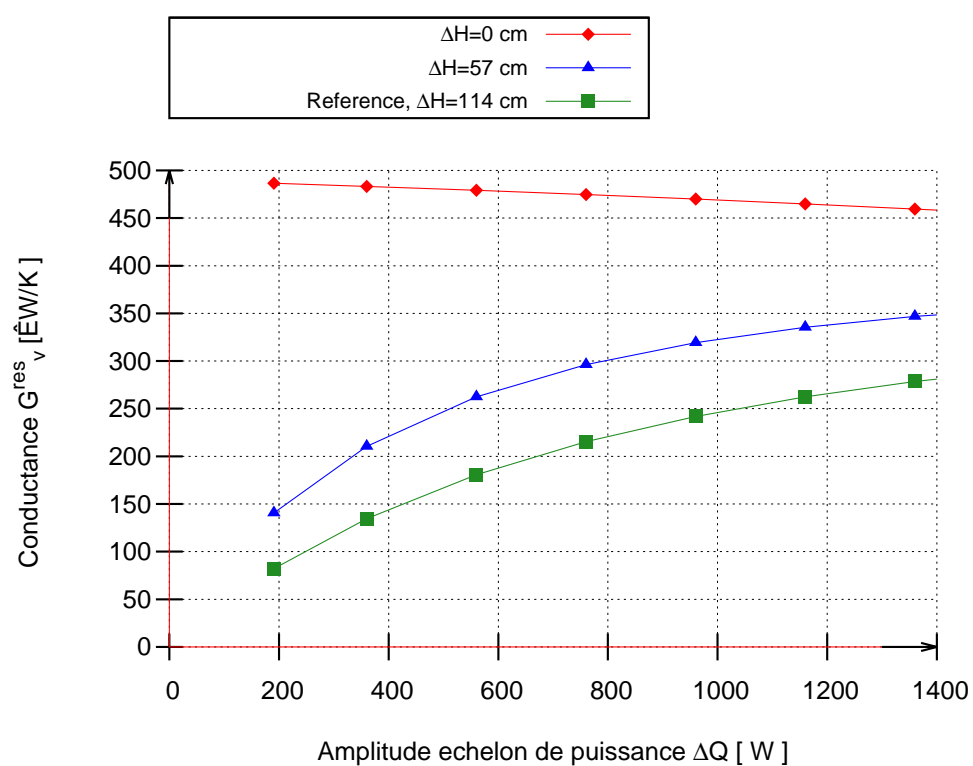


Figure 5.14 – Conductance à l'évaporateur

Ceci s'explique par le fait que, lors d'une inclinaison, le terme gravitaire (figure 5.17) dépend de la longueur de condensation ($L_{2\varphi,c}$). Le flux au niveau du condenseur est cette fois couplé à la dynamique de la longueur diphasique à travers la dépendance de la température de condensation (ce qui rajoute une non-linéarité supplémentaire).

Cependant, on remarque que la différence de pression aux bornes de l'évaporateur (figures 5.15(b) et 5.16(b)) décroît avec l'angle d'inclinaison lorsque θ varie de 0° à $+20^\circ$, et qu'elle augmente dans le cas contraire, ce qui confirme les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe 3.3.

En ce qui concerne la conductance G_v^{res} , on constate sur la figure 5.18 qu'elle est généralement insensible à l'inclinaison, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

On observe sur la figure 5.16(b) que, lorsque θ varie de 0° à $+20^\circ$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur reste en dessous de saut pression capillaire maximal jusqu'à un échelon d'amplitude $\Delta\dot{Q} = +1200\text{ W}$. Ensuite, on constate que, pour les angles d'inclinaison $\theta = -10^\circ$ et $\theta = -20^\circ$, le saut pression capillaire maximal est atteint pour un échelon de puissance d'amplitude $\Delta\dot{Q}$ supérieure à $+1000\text{ W}$. La boucle décroche plus tôt dans le cas des angles négatifs.

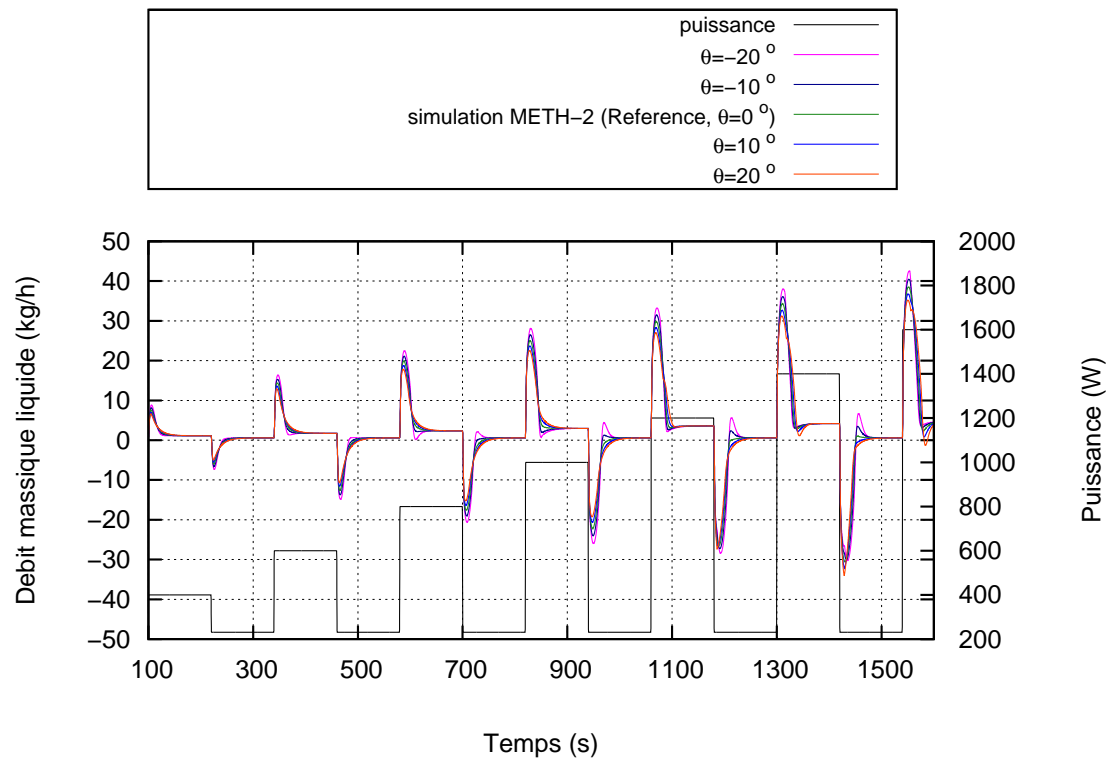
5.5 Réponse à un échelon de puissance de forte amplitude

La figure 5.19 permet de se focaliser sur le comportement de la CPLIP lors d'un échelon de puissance appliqué à l'évaporateur de forte amplitude. On a remarqué dans les résultats expérimentaux comme dans les résultats de simulations précédents qu'à partir d'un échelon de puissance d'amplitude $\Delta Q = +1200\text{ W}$, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur dépassait le saut de pression capillaire maximal. Ensuite, on a montré que la perte de charge dans la conduite liquide avait un impact considérable pendant les phases transitoires. Donc, pour pouvoir simuler un échelon de puissance de forte amplitude ($\Delta Q = +3000\text{ W}$), un redimensionnement de la conduite liquide a été nécessaire afin de limiter la perte de charge aux bornes de l'évaporateur. En choisissant un diamètre de conduite liquide identique à celui du condenseur ($\emptyset = 12\text{ mm}$) et en enlevant le débitmètre, on a diminué les amplitudes des «overshoot» et «undershoot» de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur (figure 5.19(b)) par un facteur 3 (figure 5.21). Il est à noter que, malgré le fait qu'on ait multiplié par 2 le diamètre de la conduite liquide et augmenté son volume (de l'ordre de 130 cm^3), le réservoir reste toujours surdimensionné.

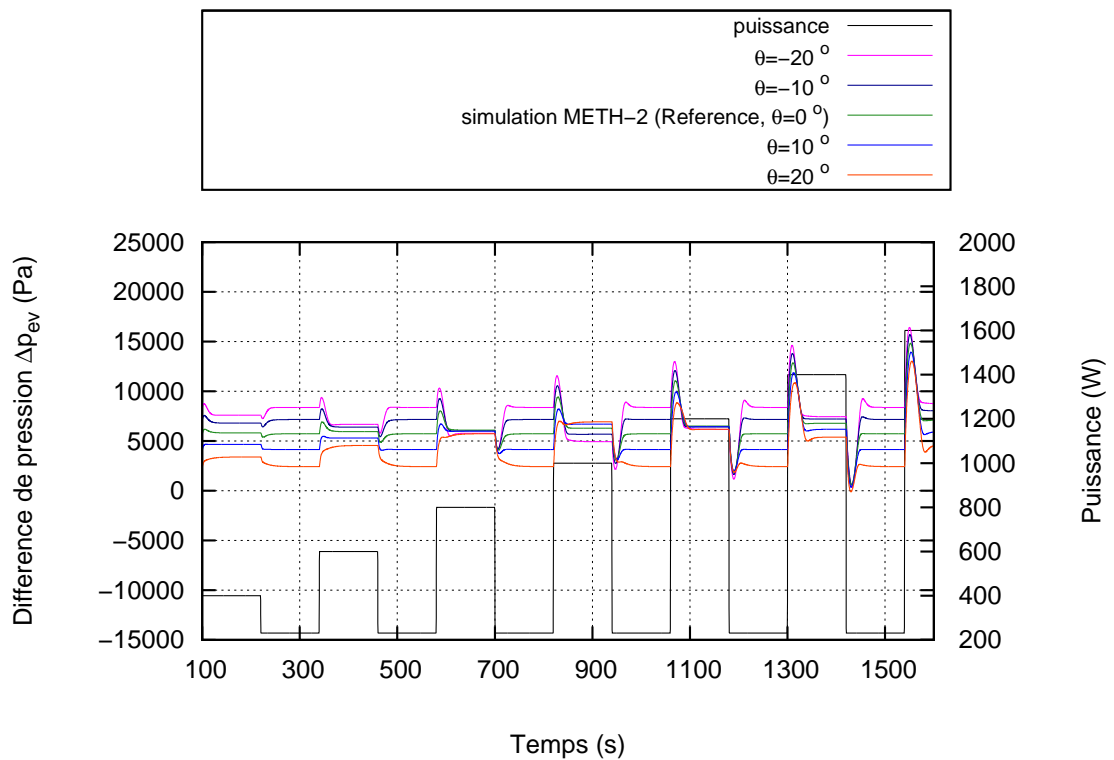
La figure 5.20 représente la conductance G_{vap}^R en fonction de l'amplitude de l'échelon de puissance. On constate qu'elle suit son évolution croissante et tend vers une valeur asymptotique.

5.6 Conclusion

Ce chapitre nous a offert l'opportunité d'exploiter le potentiel du modèle dans ce qu'il peut apporter en terme de compréhension du comportement de la CPLIP en régime transitoire, mais également en terme de piste de dimensionnement de la CPLIP

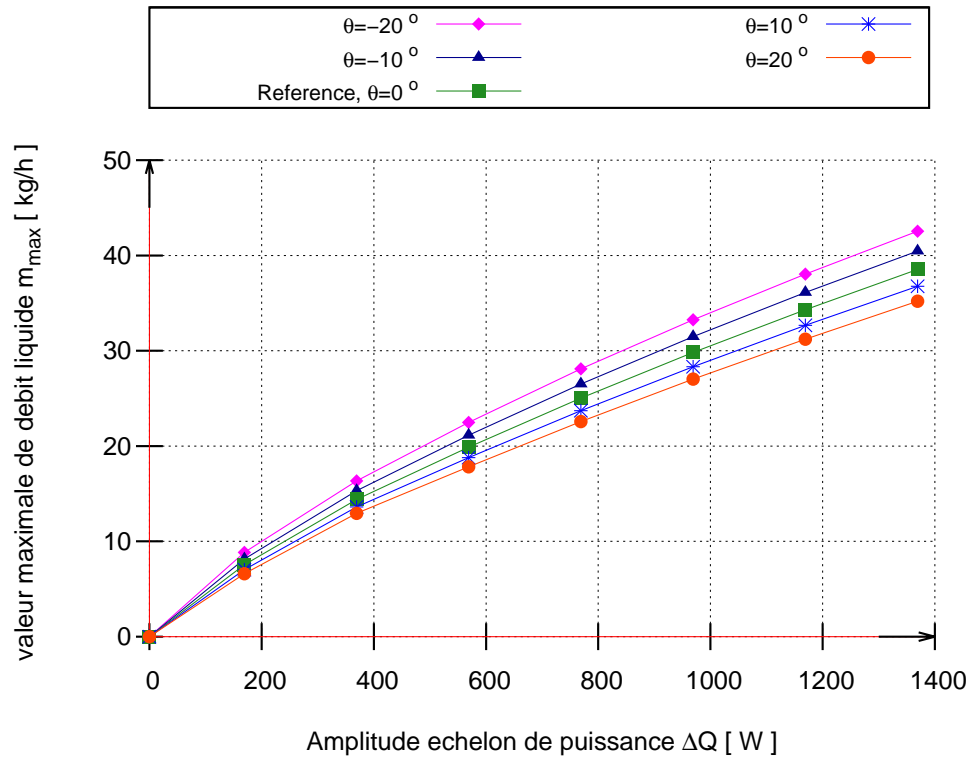


(a) Débit massique liquide

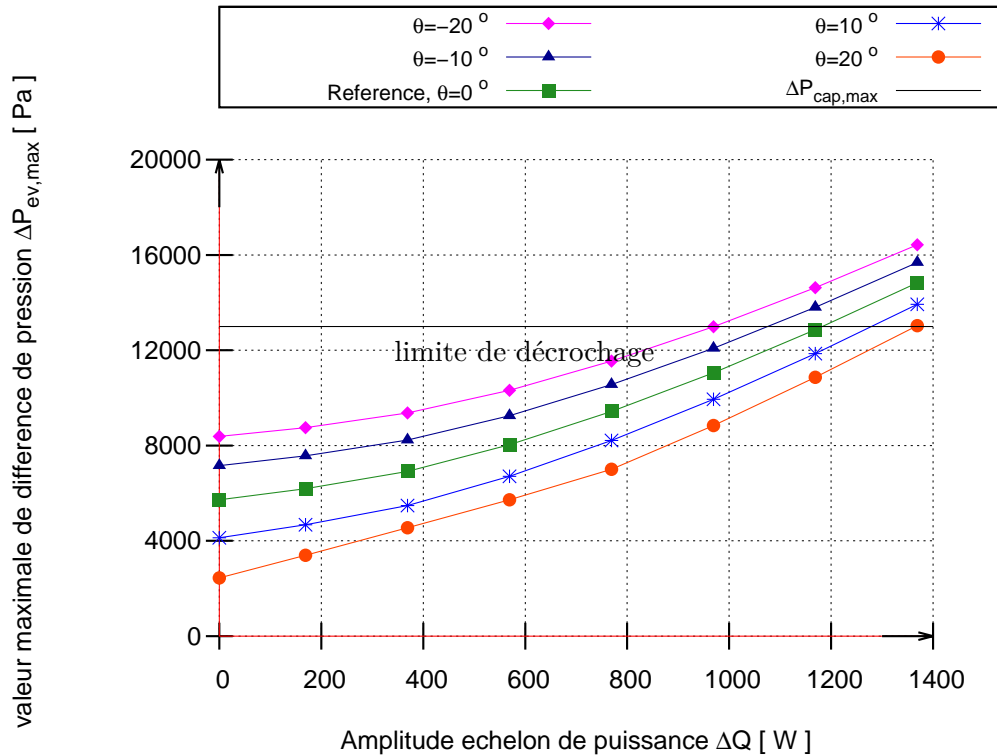


(b) Différence de pression

Figure 5.15 – Sensibilité à l'inclinaison du condenseur et du réservoir



(a) Amplitude du débit massique liquide en fonction de l'amplitude de l'échelon



(b) Amplitude de la perte de charge aux bornes de l'évaporateur en fonction de l'amplitude de l'échelon

Figure 5.16 – Sensibilité à l'inclinaison du condenseur et du réservoir

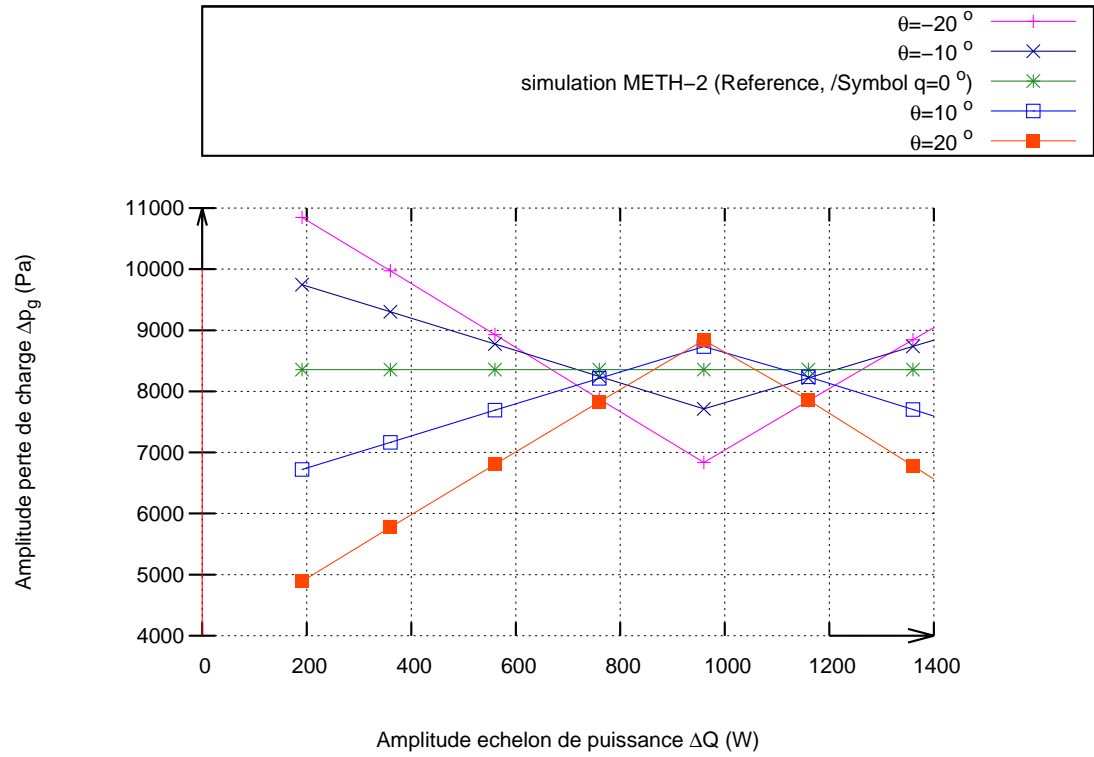


Figure 5.17 – Perte de charge gravitaire en fonction de l'amplitude de l'échelon

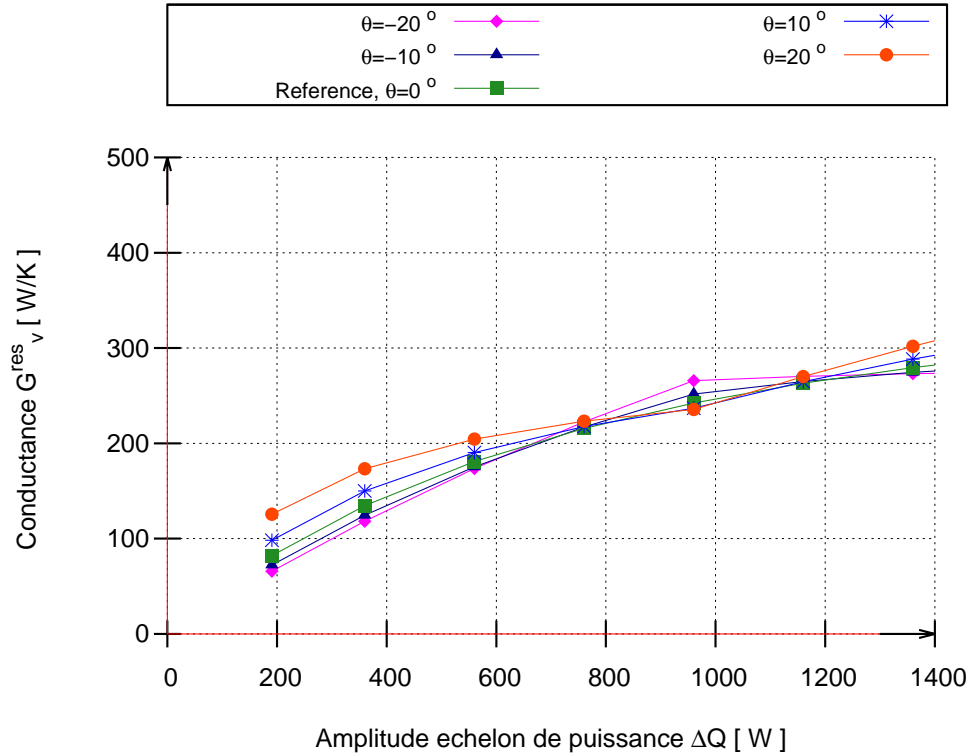
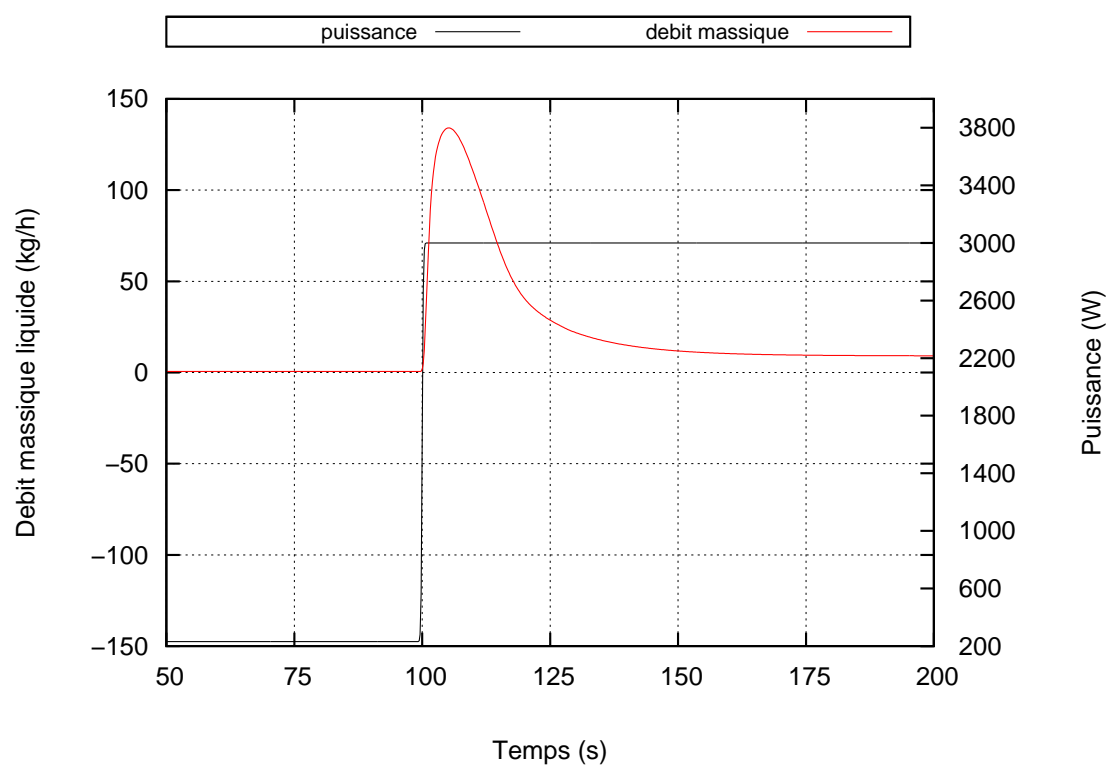
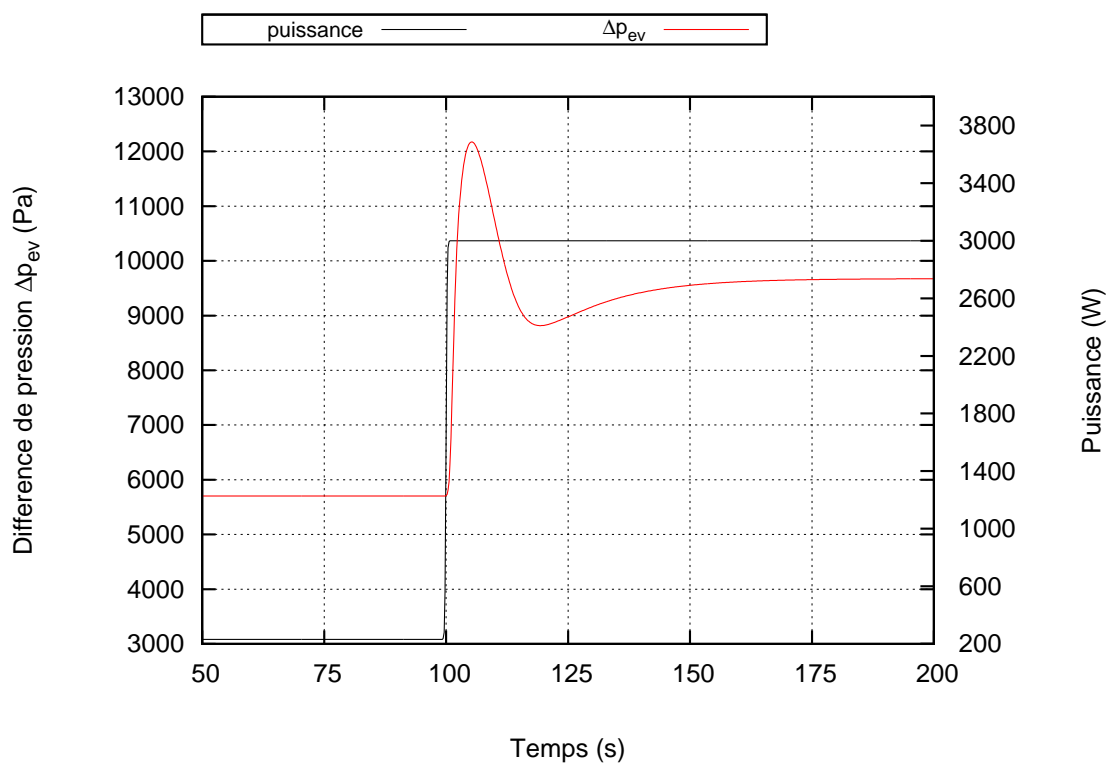


Figure 5.18 – Conductance à l'évaporateur



(a) Débit massique liquide



(b) Différence de pression

Figure 5.19 – Echelon de très forte amplitude

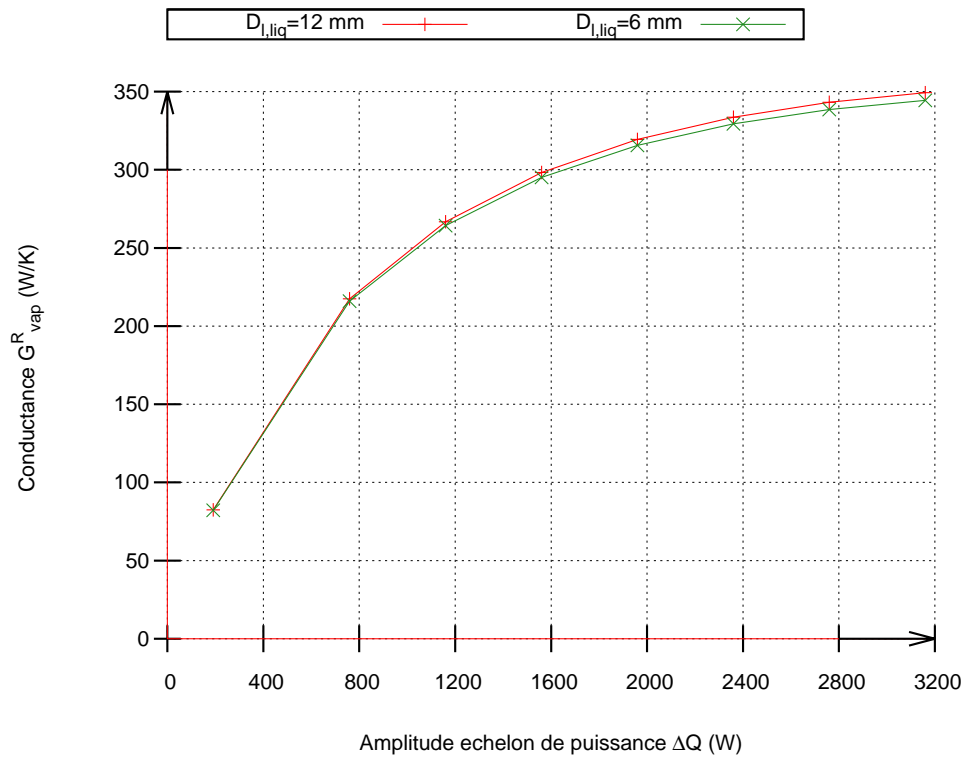


Figure 5.20 – Conductance à l'évaporateur

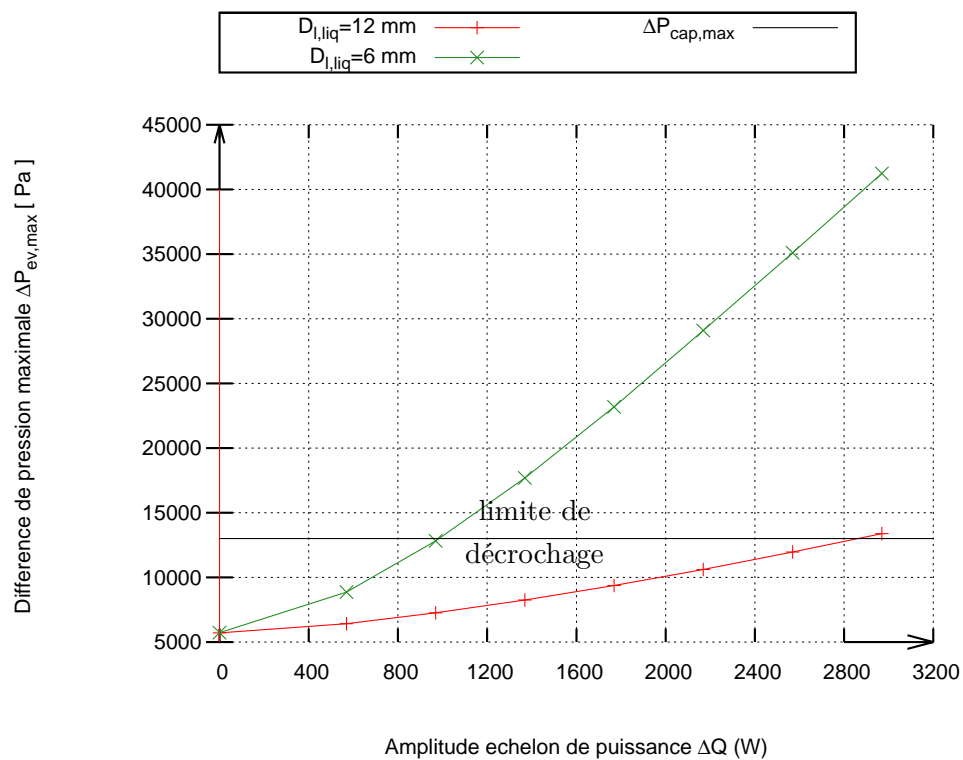


Figure 5.21 – Différence de pression maximale aux bornes de l'évaporateur en fonction du débit massique liquide maximal

adapté aux échelons de puissance croissants de très forte amplitude (+3000 W). L'étude qui a été menée dans ce chapitre a montré :

- ◇ une sensibilité à la température de saturation ; son augmentation entraîne une diminution des amplitudes des valeurs maximales de débit et de pression ;
- ◇ qu'un condenseur très efficace (fort coefficient d'échange) réduit les amplitudes des valeurs maximales de débit et de pression ;
- ◇ que la masse thermique de l'évaporateur joue un rôle d'amortissement et que son augmentation atténue les amplitudes des valeurs maximales de débit et de pression ;
- ◇ que l'effet de la gravité lors d'une élévation impacte peu les amplitudes des maximaux de débit. En revanche, le terme gravitaire, par les angles d'inclinaison dépend des mouvements de la zone diphasique du condenseur et donc module considérablement le débit massique liquide ;
- ◇ que la perte de charge dans la conduite liquide est un facteur limitant de la réponse de la CPLIP lors des transitoires de fortes amplitudes.

Ces simulations renforcent l'idée qu'une variation de comportement provient de la condensation. Si l'on regarde le flux qui traverse le condenseur

$\dot{Q}_{2\varphi} = h_{2\varphi,c} \pi D_c L_{2\varphi,c} (T_{2\varphi} - T_{rad})$, on note qu'il dépend à la fois de la longueur diphasique, de la température de saturation et du débit. L'inclinaison ajoute une dépendance à la longueur diphasique et augmente le niveau de non-linéarité de ce terme.

Conclusion générale

Ce travail doctoral a porté sur l'étude du comportement d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire en vue d'une potentielle utilisation dans un contexte aéronautique. La démarche a été à la fois expérimentale et théorique.

- ◊ Un dispositif expérimental a été réalisé sur les bases d'un prototype de CPL spécifiquement développé pour les applications terrestres, où le condenseur a été conçu en verre permettant de donner des observations déterminantes sur la dynamique de distribution des phases et l'évolution des régimes de condensation. Incluable jusqu'à des angles de 20° par rapport à l'horizontale, le banc expérimental a été utilisé pour déterminer les évolutions de performances en fonction de l'orientation de la boucle dans le champ de pesanteur de façon à reproduire (en statique) un jeu de positions dans le champ de gravité que pourrait connaître une boucle embarquée dans un avion.
- ◊ Un modèle instationnaire élémentaire de la CPLIP capable de reproduire le comportement global du système notamment lors d'échelons de puissance appliqués à l'évaporateur a été développé en parallèle. Un point fort de ce modèle est qu'il comprend notamment une description de la conductance de l'évaporateur faisant uniquement apparaître des termes interprétables physiquement.

Concernant l'étude expérimentale, les premières campagnes de mesures ont consisté classiquement en la recherche des régimes permanents consécutifs à l'application d'échelons de puissance à l'évaporateur, de façon à identifier le comportement général de la boucle ainsi qu'à caractériser au régime permanent ses performances moyennes en fonction de la puissance. Ensuite, ce travail s'est attaché à explorer plus spécifiquement la dynamique développée lors de l'application à l'évaporateur d'échelons de puissances d'amplitude croissante afin d'affiner la compréhension des transitoires de flux et de déterminer la sensibilité de la boucle à l'inertie du liquide. Enfin, le dernier volet de mesures a concerné l'étude du dispositif dont la base est inclinée selon un angle constant par rapport à l'horizontale : 3 angles compris entre 0° et 15° ont été imposés à la boucle selon différents axes.

Une analyse des résultats a montré que, sur la gamme de flux considérée, le comportement de boucle étudiée se caractérisait par les éléments suivants.

- ◊ Une forte conductance thermique à l'évaporateur : la géométrie plane de l'évaporateur semble favorable pour réduire l'ensemble des résistances d'interfaces traversées par le flux avant d'atteindre le front de vaporisation. Les conductances sont 5 à 10 fois supérieures à celles des évaporateurs cylindriques développés pour les applications spatiales avec les mêmes matériaux.

- ◇ Une hydrodynamique très fluctuante perturbée par le développement d'une instabilité au sein du condenseur se traduisant par des aller-retours périodiques du liquide au niveau de la partie finale de l'interface de condensation et pouvant se traduire par l'émission de chocs sonores lors d'événements de grande amplitude audibles à proximité de la boucle.
- ◇ Une dynamique de la zone saturante du réservoir de très faible amplitude (variations de températures de saturation inférieures au degré) y compris dans les transitoires consécutifs au démarrage ou à des échelons de puissance appliquée à l'évaporateur, si ce n'est qu'une forte accumulation de gaz incondensables a influencé le comportement dynamique du réservoir provoquant une dégradation rédhibitoire des conditions de contrôle, dans le cas uniquement de l'éthanol.
- ◇ Une période de redistribution des phases lors des transitoires consécutifs à l'application d'un échelon d'amplitude positive, se traduisant systématiquement par un « overshoot » de débit et de différence de pressions aux bornes de l'évaporateur. Dans le cas de l'application d'un échelon de puissance de forte amplitude à l'évaporateur, la boucle peut se déstabiliser mécaniquement à des valeurs de puissance bien inférieures à celles supportées en régime stationnaire, ce cas opératoire devenant alors le cas dimensionnant le système.
- ◇ Des transitoires consécutifs à des échelons de puissance d'amplitude négative qui, au delà d'une certaine amplitude conduit à une phase où le liquide perce la mèche et envahit (au moins partiellement) les cannelures et la conduite vapeur, sans pour autant désamorcer définitivement la boucle (redémarrage spontané).

D'autre part, nous avons montré que si les performances de la boucle sont très peu modifiées par l'inclinaison pour des angles inférieurs à 20° , nous avons identifié qu'à travers les effets de gravité, l'inclinaison impacte la boucle à plusieurs niveaux :

- ◇ régime de condensation : l'inclinaison modifie le régime d'écoulement dans le condenseur et intensifie sensiblement le coefficient d'échange global sur la zone de condensation pour les deux configurations ;
- ◇ la pression hydrostatique Δp_g : l'inclinaison avait un effet de modulation de la pression hydrostatique de $\pm 2000 Pa$;
- ◇ la régulation du réservoir : selon le positionnement autour du réservoir de la sonde qui contrôle le PID, l'inclinaison peut avoir un effet déstabilisant sur le système de régulation.

Concernant le volet théorique, le modèle a d'abord permis de vérifier que, en ce qui concerne les études expérimentales, la conductance à la vaporisation peut être considérée comme constante. D'autre part, il a montré de bonnes capacités de description de la dynamique dans le cas des échelons de puissance croissants d'amplitude importante ($+1200 W$). Cependant, l'étape de confrontation avec les données a démontré un défaut de description de la dynamique de redistribution des phases dans le condenseur. Dans le cas des échelons de puissance décroissants, en excluant les cas de forte amplitude où le liquide perce la mèche poreuse en dehors de sa capacité à

capter l'amplitude de l' « undershoot », le modèle est très limité dans ses capacités de simulation.

Les étapes d'analyse des simulations au plus proche des trajectoires expérimentales, complétées des simulations représentant d'autres configurations de boucles ou des extensions des conditions opératoires, ont confirmé la nette sensibilité de la dynamique de la boucle au comportement du condenseur. On retiendra que, sollicité par un flux de vapeur dont l'évolution est principalement déterminé par une dynamique pilotée par la thermique au sein de l'évaporateur, le condenseur s'adapte à travers l'augmentation du flux de condensation. Intégrant des couplages fortement non linéaires entre le débit du liquide et la longueur diphasique, ce flux va déterminer (autant que la dynamique du flux de vapeur) la sensibilité de la boucle dans la phase de redistribution des fluides.

Concernant le rôle de la gravité, nous avons montré que l'inclinaison et l'élévation se traduisent par des effets différents, notamment sur la dynamique de la phase de redistribution du liquide, ce qui est plutôt contre-intuitif puisque l'on modifie en apparence le même terme de pression hydrostatique. Ceci s'explique par le fait que contrairement à l'élévation, l'inclinaison induit un couplage nouveau de la température de saturation (et donc du flux associé à la condensation) avec la longueur diphasique.

D'autre part, cette étude nous a permis de démontrer :

- ◇ une sensibilité à la température de saturation, dont l'augmentation entraîne une minoration des amplitudes des valeurs maximales de débit et de pression ;
- ◇ le rôle d'amortissement de la dynamique de la masse thermique attachée à l'évaporateur, dont on peut augmenter la valeur pour réduire les amplitudes des valeurs maximales de débit et de pression ce qui, en contre partie, se paie par une forte dégradation de la conductance totale entre le composant et la vapeur ;
- ◇ qu'une augmentation du coefficient d'échange de condensation réduit les amplitudes des valeurs maximaux de débit et de pression ;
- ◇ que des échelons d'amplitudes de très forte amplitude (jusqu'à $3kW$) sont en théorie supportés par la boucle expérimentale où l'on aurait simplement augmenté le diamètre de la conduite liquide.

Pour augmenter la tenue mécanique de la boucle dans le cas d'échelons de puissance de fortes amplitudes, tout en préservant la conductance au niveau de l'évaporateur, il est donc avant tout primordial de dimensionner la ligne liquide. La performance du condenseur est un autre point important.

En ce qui concerne le volet expérimental, les perspectives seraient de solliciter la boucle avec des scénarios d'inclinaison dynamique. En effet, selon la vitesse de rotation, il est possible que des effets de battements du liquide dans le réservoir provoquent des perturbations de la pression de saturation qui pourraient destabiliser le réservoir et posant des problèmes nouveaux de tenue mécanique.

Du point de vue théorique, il serait en parallèle nécessaire de développer un modèle de zone saturante capable de simuler le comportement de la surface du liquide dans le réservoir. Enfin, un point important que ce travail a mis à jour est la nécessité d'aller plus loin pour ce qui concerne le modèle de la zone de condensation, et cela à deux titres : (i) étudier l'instabilité de condensation se développant en son sein, (ii) améliorer la description des transitoires consécutifs à l'application d'échelons de puissance. Dans le premier cas, une approche de type phases séparées doit permettre de déduire le mouvement de l'interface et de pouvoir évaluer, dans l'entretien de l'instabilité, le rôle du cisaillement du liquide avec la vapeur. Dans le second cas de figure, il est possible que la résolution de ces modèles butent sur la forte dynamique de l'interface. En première approche et avec un objectif d'extension des capacités de simulation, il peut être intéressant de chercher à améliorer les capacités d'un modèle traitant globalement les phases dans une section droite du condenseur et d'injecter des relations phénoménologiques qui tiennent compte d'une variation locale des coefficients d'échanges.

Annexe A

Propriétés thermophysiques des fluides

A.1 Données générales

	Éthanol	Méthanol
Masse molaire M (g/mol)	46,0690	32,0422
Température critique T_c (K)	513,92	512,64

A.2 Pression de saturation

$$p_{sat} = \exp\left(A + \frac{B}{T} + C \ln T + DT^E\right) \quad (\text{A.1})$$

	Éthanol	Méthanol
A	74,475	81,768
B	-7164,3	-6876
C	-7,327	-8,7078
D	$3,134 \cdot 10^{-6}$	$7,1926 \cdot 10^{-6}$
E	2	2

A.3 Pente de la courbe de saturation

$$\frac{dp_{sat}}{dT} = p_{sat} \left(-\frac{B}{T^2} + \frac{C}{T} + EDT^{(E-1)} \right) \quad (\text{A.2})$$

	Éthanol	Méthanol
B	-7164,3	-6876
C	-7,327	-8,7078
D	$3,134 \cdot 10^{-6}$	$7,1926 \cdot 10^{-6}$
E	2	2

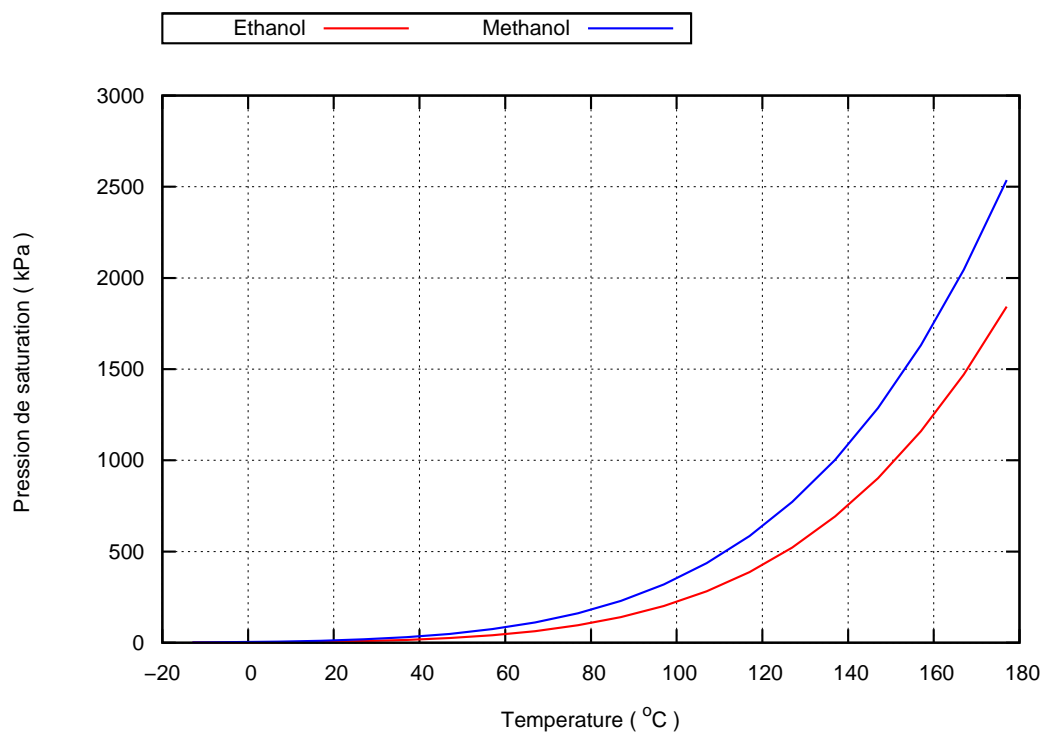


Figure A.1 – Pression de saturation en fonction de la température

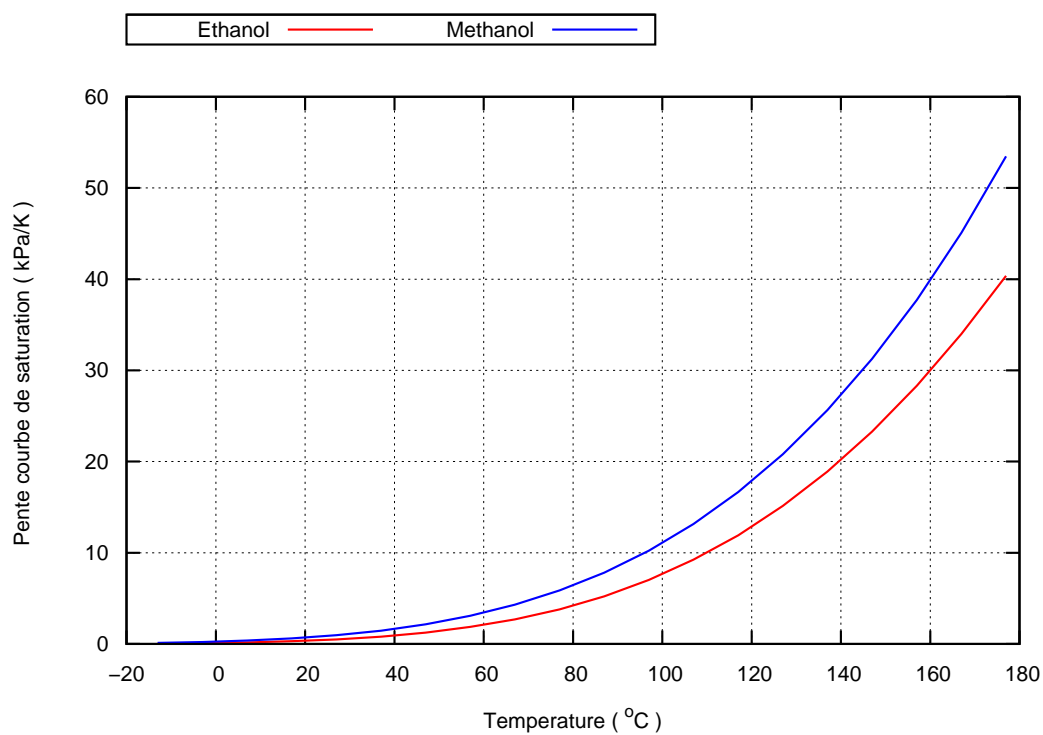


Figure A.2 – Dérivée de la pression de saturation en fonction de la température

A.4 Chaleur latente de vaporisation

$$\Delta H_{vap} = A \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^B \quad (\text{A.3})$$

	Éthanol	Méthanol
A	$5,69.10^7$	$5,24.10^7$
B	0,3359	0,3682

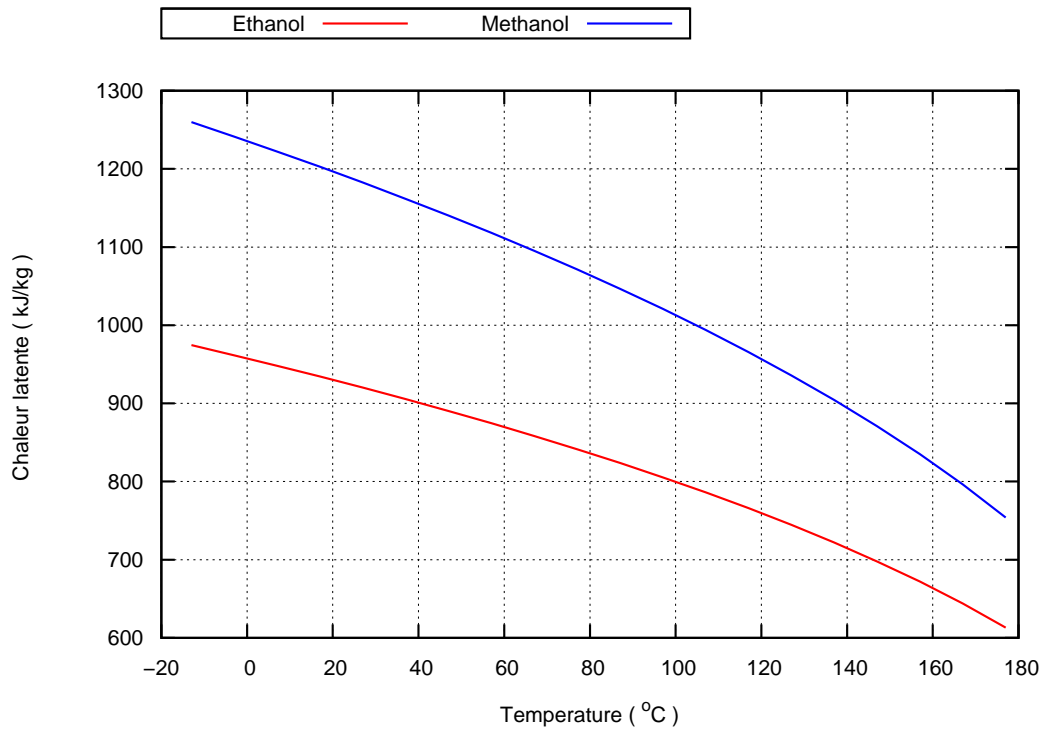


Figure A.3 – Chaleur latente de vaporisation en fonction de la température

A.5 Masse volumique liquide

$$\rho_l = 10^3 M \frac{A}{\left(1 + \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^D \right)_B} \quad (\text{A.4})$$

	Éthanol	Méthanol
A	1,648	2,288
B	0,27627	0,2685
D	0,03764	0,2453

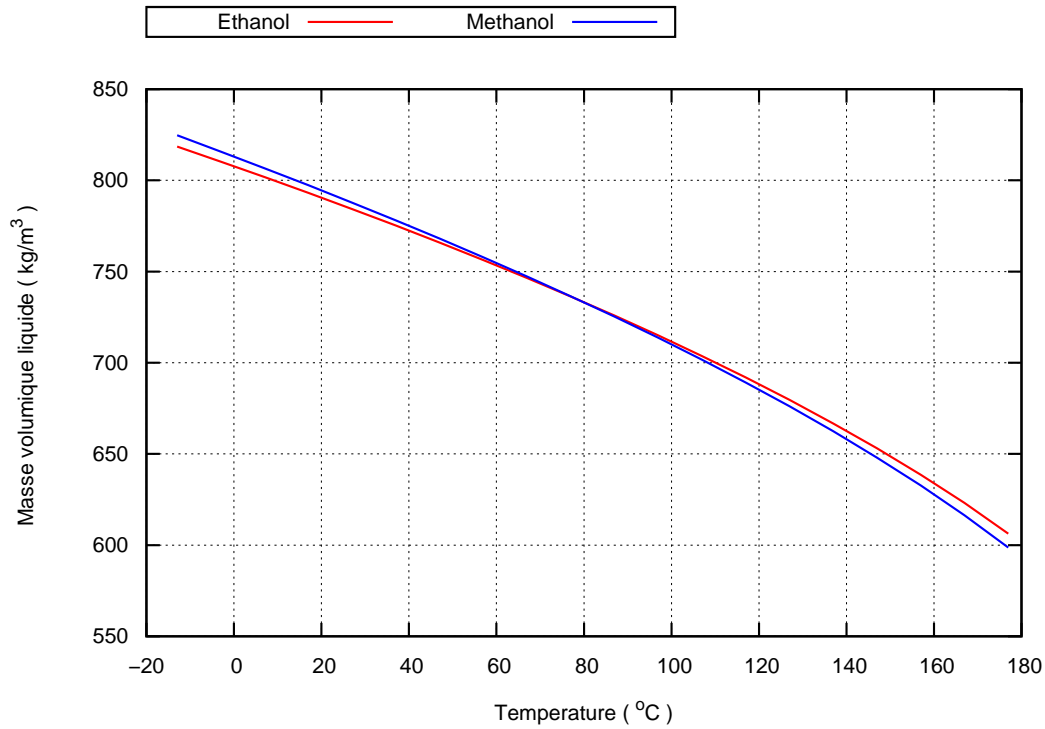


Figure A.4 – Masse volumique liquide en fonction de la température

A.6 Masse volumique vapeur

$$\rho_v = \frac{1}{\frac{1}{\rho_l} + \frac{\Delta H_{vap}}{T \left(\frac{dp}{dT} \right)_{sat}}} \quad (\text{A.5})$$

A.7 Viscosité dynamique liquide

$$\mu_l = \exp\left(A + \frac{B}{T} + C \ln T\right) \quad (\text{A.6})$$

	Éthanol	Méthanol
A	7,875	-25,317
B	781,98	1789,2
C	-3,0418	2,069

A.8 Viscosité dynamique vapeur

$$\mu_v = \frac{AT^B}{\left(1 + \frac{C}{T}\right)} \quad (\text{A.7})$$

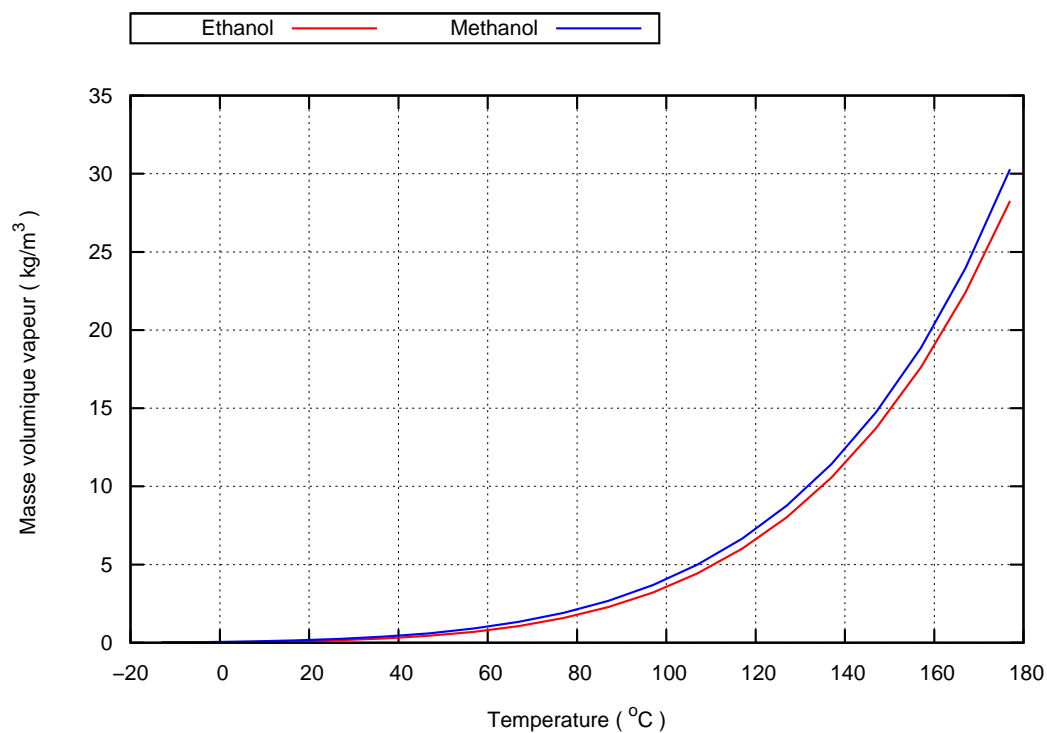


Figure A.5 – Masse volumique vapeur en fonction de la température

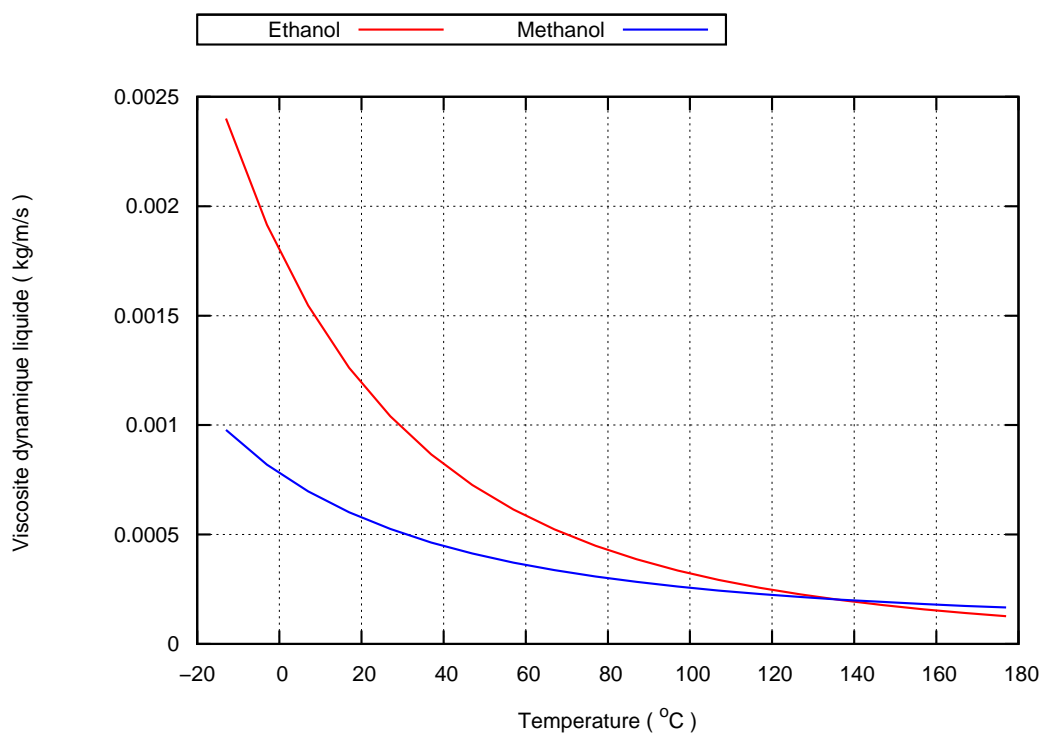


Figure A.6 – Viscosité dynamique liquide en fonction de la température

	Éthanol	Méthanol
A	$1,0613 \cdot 10^{-7}$	$3,0663 \cdot 10^{-7}$
B	0,8066	0,869655
C	52,7	205

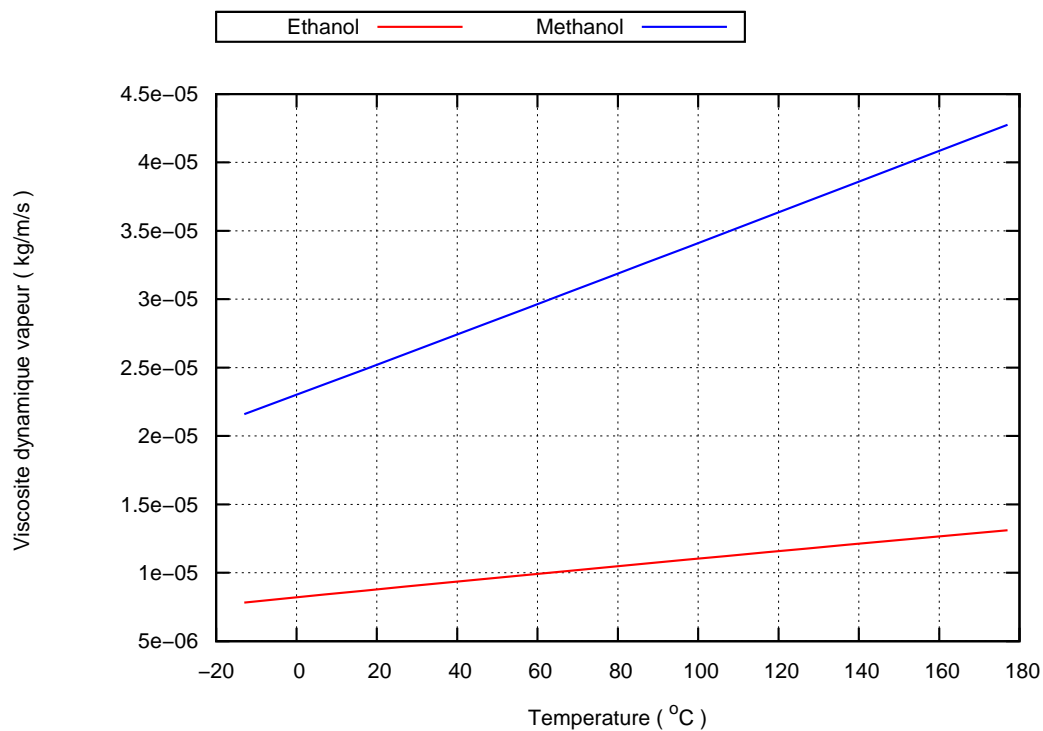


Figure A.7 – Viscosité dynamique vapeur en fonction de la température

A.9 Tension superficielle

$$\sigma = A + BT + CT^2 \quad (\text{A.8})$$

	Éthanol	Méthanol
A	0,03764	0,03513
B	$-2,157 \cdot 10^{-5}$	$-7,04 \cdot 10^{-6}$
C	$-1,025 \cdot 10^{-7}$	$-1,216 \cdot 10^{-7}$

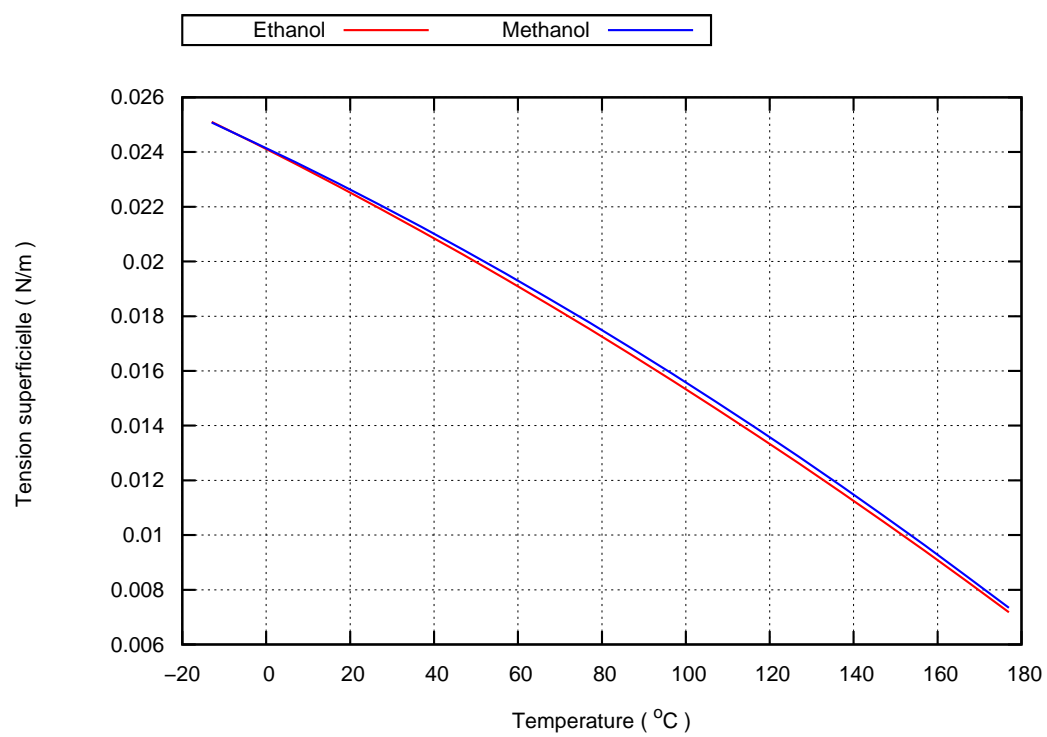


Figure A.8 – Tension superficielle en fonction de la température

Annexe B

Dimensionnement de la CPILP

Cette étude présente les principes utilisés pour effectuer le dimensionnement du banc de test d'une boucle fluide à pompage capillaire avec pour objectif principal de caractériser le comportement thermohydraulique de la boucle suivant son orientation dans le champ de gravité. Dans le cadre de cette étude, la question se réduit au dimensionnement des lignes de fluide et dans celui du condenseur, puisque l'évaporateur et le réservoir sont fournis par le fabricant.

Dans une première partie, on exposera la méthode considérée avant de détailler l'ensemble des corrélations utilisées. Les résultats de l'étude seront présentés dans la troisième section.

B.1 Approche

Nous avons opté pour un condenseur constitué de deux tubes coaxiaux avec circulation de fluide à contre courant. Une section du condenseur est représentée sur la figure B.1.

On se donne, a priori, une valeur initiale du diamètre interne de l'ensemble condenseur et conduite vapeur ($D_{v,i}$). La première étape du calcul de dimensionnement consiste alors en la détermination de la longueur du condenseur (L_{cond}) et du diamètre hydraulique (D_h) tels que :

- ◇ pour un régime de condensation donnée (régime à bulle par exemple) et pour une valeur donnée du débit massique du fluide secondaire \dot{m}_{sec} (performances de la pompe du cryostat), l'échangeur assure le transfert de la puissance maximale (\dot{Q}_{max}) imposée par le cahier des charges avec une différence de température ($\Delta T = T_{sat} - T_{sec}$) entre le fluide dans la boucle et le fluide secondaire,
- ◇ les pertes de charge dans le circuit secondaire correspondent à la valeur donnée par la courbe de charge de la pompe du cryostat pour la valeur de débit \dot{m}_{sec} choisie. On notera que ce débit est a priori choisi tel que l'élévation de température du fluide secondaire soit inférieur à $1K$ à la puissance maximale (fluide secondaire quasi isotherme).

L'étape suivante consiste à vérifier que le dimensionnement de l'échangeur est compatible avec les contraintes thermohydrauliques de la boucle dans son ensemble, en considérant connus la longueur des lignes (imposée par la distance système dissipatif - source froide) ainsi que le diamètre interne de la ligne liquide (choisi a priori tel que les pertes de charge restent limitées- régime laminaire pour \dot{Q}_{max} , et tel que le volume du liquide soit petit). On s'appuie alors sur l'expression du bilan mécanique

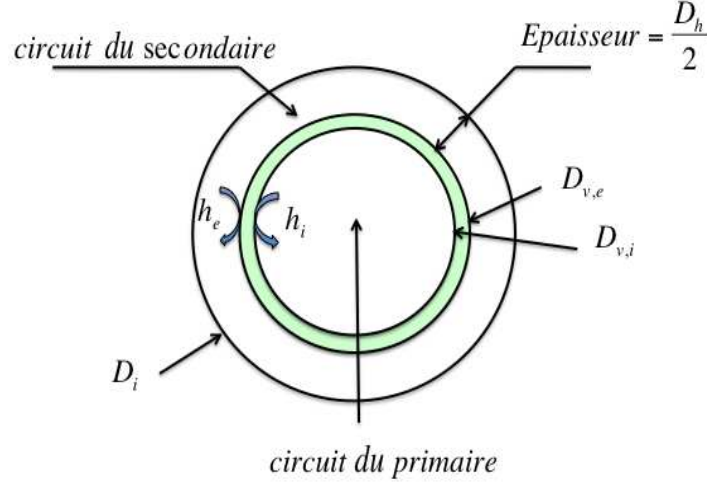


Figure B.1

du fluide dans l'ensemble de la boucle, bilan qui démontre qu'au régime stationnaire, la somme des pertes de charges subies par le fluides dans l'ensemble constitué de la conduite de vapeur, du condenseur, de la conduite de liquide, des mèches et des cannelures est égale Δp_{cap} , le saut de pression capillaire.

$$\Delta p_{cap} = \Delta p_{boucle} = \Delta p_v + \Delta p_{cond} + \Delta p_l + \Delta p_{mch} + \Delta p_{can} \quad (B.1)$$

La valeur maximale $\Delta p_{cap,max}$ peut être évaluée a priori, à partir de la connaissance du rayon moyen de pores de la mèche utilisée :

$$\Delta p_{cap,max} = 2 \frac{\sigma}{r_p} \quad (B.2)$$

Cette valeur correspond aussi à la somme des pertes visqueuses totales admissibles par la boucle.

La démarche consiste alors à faire varier de façon itérative la valeur du diamètre interne de la ligne vapeur jusqu'à ce que : $\Delta p_{boucle} \leq \Delta p_{cap,max}$. D'autre part, la valeur maximale du diamètre interne du condenseur est imposée par les dimensions du réservoir (volume de la conduite liquide et du condenseur inférieur à la valeur donnée par le fabricant).

L'ensemble des relations considérées sont présentes ci-après.

B.2 Modèle

B.2.1 Condenseur

Plusieurs critères sont à considérer pour le dimensionnement d'un condenseur. La conductance globale (contrainte thermique) est toujours la principale préoccupation, mais le choix définitif du condenseur dépend aussi d'autres paramètres, tels que : pertes de charge (contrainte hydraulique) du circuit secondaire ou primaire, encombrement, masse,...etc. Notre raisonnement se base sur deux aspects : l'aspect hydraulique qui concerne les pertes de charge sur le circuit du secondaire et l'aspect thermique, qui prend en compte la conductance globale. Les points concourants à ces deux aspects nous permettra de choisir les principaux paramètres (L , D_h) du dimensionnement.

On choisit la longueur du condenseur (L_{cond}) égale à la longueur de condensation (condenseur saturé) pour la puissance \dot{Q}_{max} et la différence de température $\Delta T = T_{sat} - T_{sec}$. On peut alors écrire :

$$L_{cond} = \frac{1}{\pi D_{v,e} h_{global}} \frac{\dot{Q}_{inj}}{\Delta T} \quad (B.3)$$

où h_{global} est le coefficient d'échange global entre le fluide primaire et le secondaire. Son expression dépend du coefficient d'échange interne (condensat) h_i , de la résistance thermique de la paroi du tube, et du coefficient d'échange externe à la paroi en contact avec le fluide secondaire h_e :

$$h_{global} = \frac{1}{\frac{1}{h_e} + \frac{D_{v,e}}{2 \lambda_{verre}} \ln \frac{D_{v,i}}{D_{v,e}} + \frac{D_{v,e}}{h_i D_{v,i}}} \quad (B.4)$$

Le coefficient d'échange h_e dépend du débit massique du fluide secondaire \dot{m}_{sec} et du diamètre hydraulique D_h du tube coaxial. Pour un régime d'écoulement turbulent, on peut ainsi exprimer h_e en fonction de ces deux grandeurs et des propriétés thermophysiques du fluide secondaire en utilisant la corrélation de Colburn :

$$h_e = 0,023 \frac{\lambda_{sec}}{D_h} \left(\frac{4 \dot{m}_{sec}}{\pi \mu_{sec} (D_h + 2 D_{v,e})} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu_{sec} C p_{sec}}{\lambda_{sec}} \right)^{0,33} \quad (B.5)$$

Ainsi, l'expression de l'équation B.3 aboutit à une première relation qui permet de calculer la longueur de l'échangeur en fonction du diamètre hydraulique D_h , connaissant le coefficient d'échange interne h_i et le débit massique du fluide secondaire \dot{m}_{sec} que l'on notera :

$$L_{cond} = \mathcal{F}_{thermique}(D_h) \quad (B.6)$$

Cependant, cette longueur doit pouvoir simultanément vérifier la courbe de charge de la pompe du cryostat, autrement dit, que $\Delta p_{pompe} = \Delta p_{sec}$ pour un débit massique du fluide secondaire \dot{m}_{sec} choisi, sachant que Δp_{sec} sont les pertes de charge de l'ensemble du circuit secondaire. Ces pertes de charge sont égales à la somme des pertes de charge régulières et singulières que subi le fluide dans le circuit secondaire.

◇ Pertes de charge régulières

- Tronçon tube du condenseur

$$\Delta p_{tc} = \frac{8}{\pi^2} \Lambda_1 \frac{L}{D_h (D_i^2 - D_{v,e}^2)^2} \frac{\dot{m}_{sec}^2}{\rho_{sec}} \quad (\text{B.7})$$

où Λ_1 est le coefficient de perte de charge

$$\Lambda_1 = \frac{0,30}{\left[\log_{10} \left(\left(\frac{k}{3,7 D_h} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re_{sec}} \right) \right]^2} \quad (\text{B.8})$$

- Tronçon tube raccord

$$\Delta p_{tr} = 4,5 \Lambda_2 \frac{L_{racc}}{d_{racc}^5} \frac{\dot{m}_{sec}^2}{\rho_{sec}} \quad (\text{B.9})$$

où Λ_2 est le coefficient de perte de charge

$$\Lambda_2 = \frac{0,30}{\left[\log_{10} \left(\left(\frac{k}{3,7 d_{racc}} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re_{racc}} \right) \right]^2} \quad (\text{B.10})$$

- ◇ Pertes de charge singulières

$$\Delta p_{sing} = 7,2 \cdot 10^4 \frac{U_{sec}^2}{g} \quad (\text{B.11})$$

Finalement, le bilan des pertes de charge dans le circuit secondaire Δp_{sec} est

$$\Delta p_{sec} = \Delta p_{tc} + \Delta p_{tr} + \Delta p_{sing} \quad (\text{B.12})$$

sachant que $\Delta p_{sec} = \Delta p_{pompe}$; Δp_{pompe} et \dot{m}_{sec} étant choisi à partir de la courbe de perte de charge, on aboutit à une relation liant le diamètre hydraulique D_h et la longueur du condenseur L_{cond}

$$L_{cond} = \mathcal{F}_{hydraulique}(D_h) \quad (\text{B.13})$$

Ainsi à partir des deux lois de contraintes exprimées en $L = \mathcal{F}(D_h)$, il est possible, connaissant \dot{m}_{sec} , h_i et $D_{v,i}$ de déterminer le couple $(L_{cond} D_h)$ du condenseur.

B.2.2 Conduites liquide et vapeur

Pour une application donnée, le cahier des charges fixent alors le débit maximal à travers la puissance maximale ($\dot{m} = \dot{Q}_{max}/\Delta H_v$) que doit transférer l'application, et la longueur des lignes connaissant la distance à laquelle se trouve la source froide du système dissipatif. Sachant d'autre part que les pertes de charge de la ligne liquide sont négligeables devant celles de la ligne vapeur et du condenseur (pour un diamètre standard de 1/4 de pouce) et en considérant de plus un même diamètre pour la ligne vapeur et le condenseur, la relation (B.1) permet de déterminer, pour une longueur de condenseur donnée, le diamètre interne minimal de ces deux éléments (tel que l'évaporateur assure le pompage capillaire du fluide à la puissance maximale et pour une longueur de ligne donnée). Voici les relations utilisées pour les pertes de charge monophasique (on notera que le condenseur est considéré, en première approche envahi de vapeur).

◇ Pertes de charge dans les conduites vapeur, liquide et dans le condenseur

- Pertes de charge laminaires : si $Re \leq 2200$, les pertes de charge ont pour expression

$$\Delta p = \frac{128}{\pi} \frac{L}{D^4} \frac{\mu}{\rho} \dot{m} \quad (\text{B.14})$$

- Pertes de charge turbulentes : si $Re > 2200$, les pertes de charge ont pour expression

$$\Delta p = \frac{8}{\pi^2} \Lambda \frac{L}{D^5} \frac{\dot{m}^2}{\rho} \quad (\text{B.15})$$

- Λ est le coefficient de perte de charge

$$\Lambda = \frac{0,30}{\left[\log_{10} \left(\left(\frac{k}{3,7D} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re} \right) \right]^2} \quad (\text{B.16})$$

◇ Pertes de charge dans la mèche

Pour un écoulement du liquide darcéen, Δp_{mch} varie linéairement avec le débit de fluide ; pour une mèche plane de surface S_{mch} , d'épaisseur e_{mch} et de perméabilité k :

$$\Delta p_{mch} = \frac{\mu_l}{\rho_l} \frac{e_{mch}}{S_{mch}} \frac{\dot{m}_v}{k}$$

B.3 Résultat des calculs

Afin d'identifier les modifications du régime de condensation (stratifié, annulaire,...) en fonction des conditions opératoires, l'ensemble des lignes et du condenseur ont été envisagés en verre. Cependant, dans le cadre applicatif, il sera plus favorable d'utiliser un matériau plus thermiquement conducteur. La procédure a ainsi été appliquée à un condenseur en tube d'acier.

Le tableau B.1 rassemble les valeurs de certains paramètres a priori imposés par le matériel acheté.

Tableau B.1 – Quelques paramètres des éléments de la boucle

Sous-ensemble	Caractéristique	Type de dimension	Dimensions
Evaporateur	Mèche poreuse nickel	Pores (μm)	6,8
		Permabilité (μm)	6,53.10 ⁻¹³
Conduite liquide	verre	Longueur (m)	1,5
		Diamètre (mm)	6,35
Conduite vapeur	verre	Longueur (m)	2
Réservoir + condenseur + conduites		Volume (l)	1

Les calculs ont été réalisés pour une puissance $\dot{Q}_{max} = 1500 \text{ W}$ en considérant :

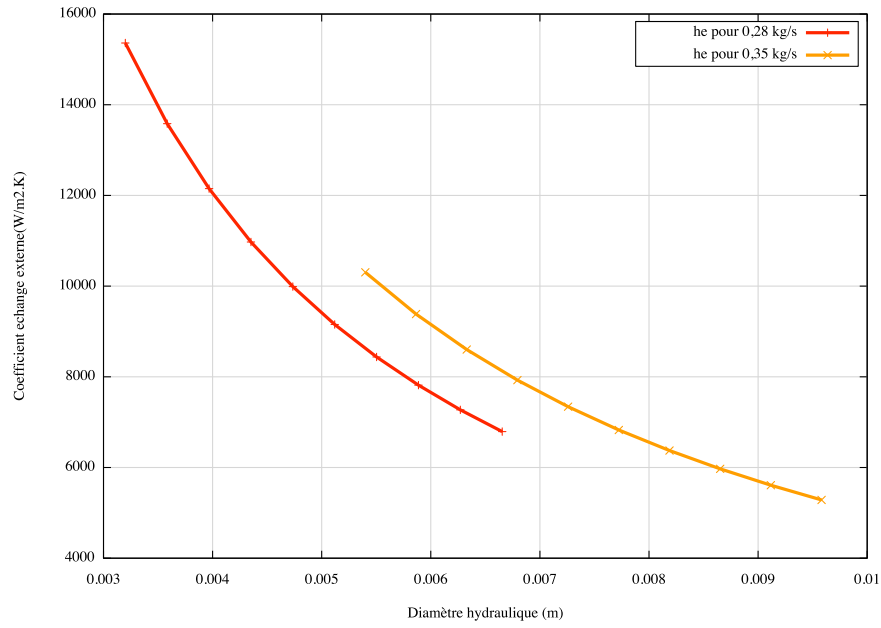
- ◇ ($\Delta p_{pompe} = 0,5 \text{ bar}$, $\dot{m}_{sec} = 0,35 \text{ kg.s}^{-1}$) et ($\Delta p_{pompe} = 1 \text{ bar}$, $\dot{m}_{sec} = 0,28 \text{ kg.s}^{-1}$), deux points de fonctionnement de la courbe de charge de la pompe du cryostat. Dans le premier cas le débit est supérieur ce qui est favorable du point de vue thermique mais les pertes de charge admissibles par le condenseur sont plus faibles ce qui limitent la possibilité de réduire le diamètre hydraulique du secondaire. La figure B.2(a) permet de visualiser l'intervalle des valeurs accessibles des coefficients d'échange h_e et des diamètres hydrauliques D_h pour chacun des deux points considérés.

- ◇ une différence de température $\Delta T = T_{sat} - T_{sec}$ variant de 10 K à 30 K . A priori la longueur de condensation en dépend linéairement ; ainsi, pour un condenseur donné il faut trois fois moins de longueur d'échange avec un $\Delta T = 30\text{ K}$ que pour $\Delta T = 10\text{ K}$. Cependant, dans l'étape du dimensionnement puisque en s'appuyant sur un niveau de pertes de charge donné, toute réductance de longueur offre la possibilité de réduire le diamètre hydraulique du secondaire et donc d'augmenter h_e . Par ce biais, l'influence du ΔT n'est pas directement prédictible et l'on doit en tenir compte dans le calcul du dimensionnement.
- ◇ pour une gamme de $h_i = [300 - 10000] W.K^{-1}.m^{-2}$ couvrant l'ordre de grandeur de l'ensemble des régimes de condensation. Au vue des vitesses massiques attendues, le régime de condensation sera stratifié ou à bulle, ce qui donnera du poids aux résultats du dimensionnement pour les petites valeurs h_i .

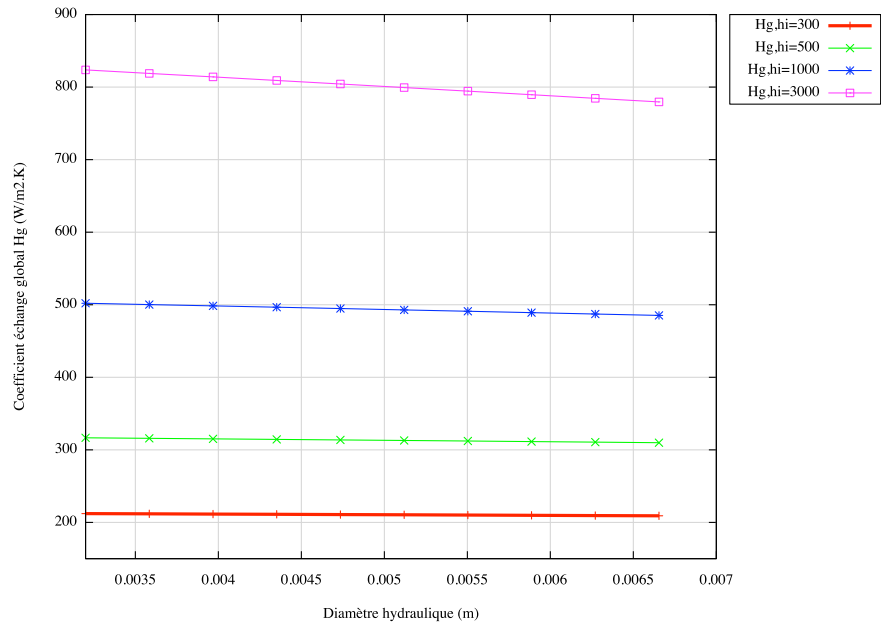
B.3.1 Résultats de l'étape 1

Les figures (B.3) et (B.4) représentent les fonctions $\mathcal{F}_{thermique}(D_h)$ et $\mathcal{F}_{hydraulique}(D_h)$. Les points concourant correspondent aux valeurs des diamètres hydrauliques et aux longueurs du condenseur assurant simultanément les contraintes énoncées dans la première partie.

Le tableau B.2 rassemble l'ensemble des résultats obtenus suivant les divers paramètres.



(a) Coefficient d'échange externe h_e en fonction du diamètre hydraulique (D_h) pour le verre



(b) Coefficient d'échange global h_{global} en fonction du diamètre hydraulique (D_h) pour $\Delta p_{pompe} = 0.5$ bar, $\dot{m}_{sec} = 0.35$ kg.s⁻¹

Figure B.2

Verre		$h_i = 300W.m^{-2}.K^{-1}$		$h_i = 500W.m^{-2}.K^{-1}$		$h_i = 1000W.m^{-2}.K^{-1}$		$h_i = 3000W.m^{-2}.K^{-1}$	
		$L(m)$	$D_h(mm)$	$L(m)$	$D_h(mm)$	$L(m)$	$D_h(mm)$	$L(m)$	$D_h(mm)$
$\Delta T = 20K$	$\Delta p_{pompe} = 0,5 bar$	8,23	8,3	5,54	7,7	3,52	7,1	2,19	6,6
	$\Delta p_{pompe} = 1 bar$	8,15	5,7	5,49	5,2	3,47	4,7	2,13	4,3
$\Delta T = 30K$	$\Delta p_{pompe} = 0,5 bar$	5,47	7,7	3,68	7,2	2,34	6,7	1,45	6,2
	$\Delta p_{pompe} = 1 bar$	5,43	5,2	3,63	4,8	2,30	4,4	1,42	4
Acier		$h_i = 300W.m^{-2}.K^{-1}$		$h_i = 500W.m^{-2}.K^{-1}$		$h_i = 1000W.m^{-2}.K^{-1}$		$h_i = 3000W.m^{-2}.K^{-1}$	
		$L(m)$	$D_h(mm)$	$L(m)$	$D_h(mm)$	$L(m)$	$D_h(mm)$	$L(m)$	$D_h(mm)$
$\Delta T = 20K$	$\Delta p_{pompe} = 0,5 bar$	6,94	8,2	4,26	7,4	2,25	6,7	0,89	6
	$\Delta p_{pompe} = 1 bar$	6,88	5,6	4,19	5	2,19	4,4	0,82	3,8
$\Delta T = 30K$	$\Delta p_{pompe} = 0,5 bar$	4,61	7,6	2,82	6,9	1,47	6,3	0,58	5,8
	$\Delta p_{pompe} = 1 bar$	4,57	5,1	2,78	4,6	1,44	4,1	0,55	3,6

Tableau B.2 – Couple longueur du condenseur et diamètre hydraulique du secondaire

Sur la figure B.2 (b), seul le coefficient d'échange h_e dépend du diamètre hydraulique D_h ; h_e étant non limitant, une augmentation ou une diminution du diamètre hydraulique modifie peu la longueur du condenseur (voir Tab 2).

B.3.2 Validation de la méthode de calcul

Pour valider nos résultats, il faut vérifier que :

- ◇ $\Delta p_{ch}(D_h, L) \leq \Delta p_{cap}$
- ◇ le volume total conduites vapeur et condenseur $V_{tot,vap+cond} \leq 1 L$, imposé par le fabricant EHP.

En reprenant l'exemple précédent pour le verre (figure 4.1(a)) :

$$\Delta T = 20 K, \Delta p_{pompe} = 0,5 bar, \dot{m}_{sec} = 0,35 kg.s^{-1}$$

pour un longueur du condenseur $L = 5,54 m$ avec un diamètre hydraulique $D_h = 7,7 mm$, on obtient la figure B.5 qui représente tous les pertes de charge subies par le fluide primaire dans la boucle.

Nous constatons sur cette figure que, pour réussir à démarrer la boucle, il faut dépasser une certaine valeur de température dans la boucle ($T_{sat,min} \approx 320 K$).

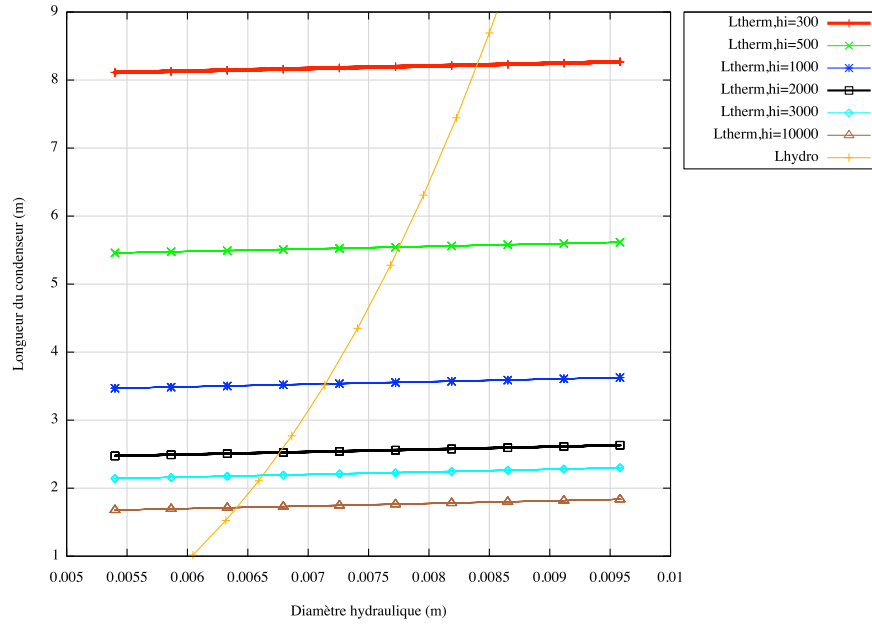
B.4 Conclusion

Le tableau B.3 réuni les dimensions principales des éléments de la boucle, y compris celles imposées par le cahier des charges et celles obtenues à partir de l'étude de dimensionnement.

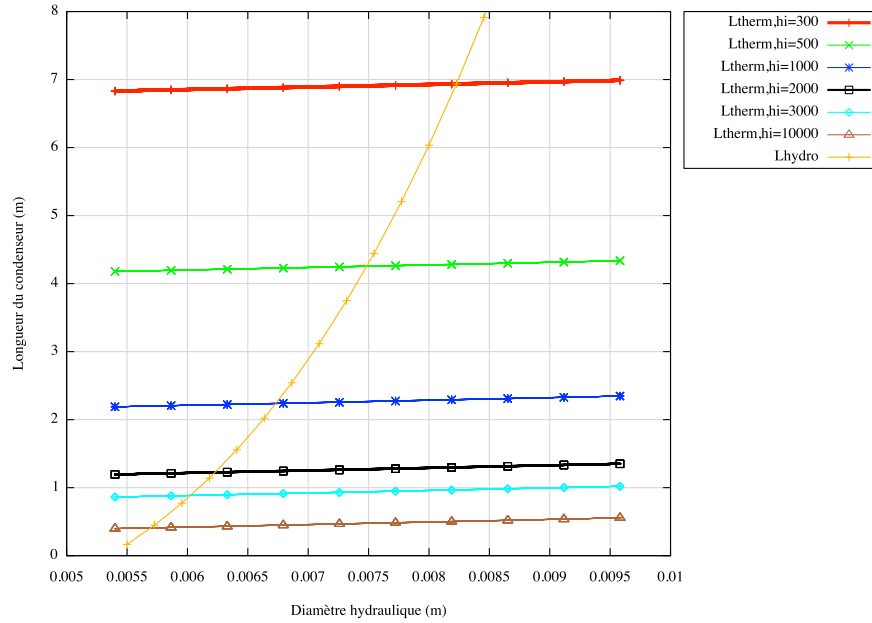
Sous-ensemble	Type de dimension	Dimensions choisis
Condenseur coaxial verre	Longueur (m)	5
	Diamètres primaires (mm)	12 - 15
	Diamètres secondaires (mm)	23 - 26
Conduite vapeur	Longueur (m)	2
	Diamètres (mm)	12 - 15
Conduite liquide	Longueur (m)	1,5
	Diamètres (mm)	6,35- 9,35

Tableau B.3 – Les principales dimensions des éléments de la boucle

Le choix du verre pour le condenseur ne correspond pas à la recherche de la meilleure conductance pour le dispositif. Il se justifie par la nécessité de visualiser les structures d'écoulement diphasique. Cependant, au moyen de la vanne positionnée sur la conduite vapeur et qui permet de faire varier les pertes de charge dans la boucle, le dispositif permettra de tester l'évaporateur comme s'il était couplé à des différents condenseurs plus exigeants du point de vue hydraulique. Une partie des résultats est donc indépendants du choix du type de condenseur du banc.

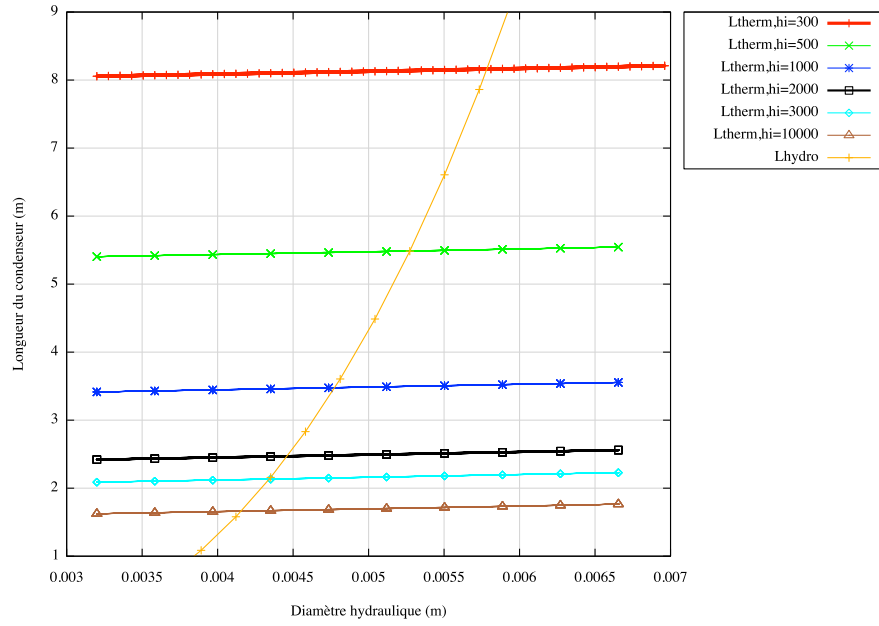


(a) Longueur du condenseur pour $\Delta T = 20 K$, $\Delta p_{pompe} = 0,5 bar$, $\dot{m}_{sec} = 0,35 kg.s^{-1}$ pour le verre

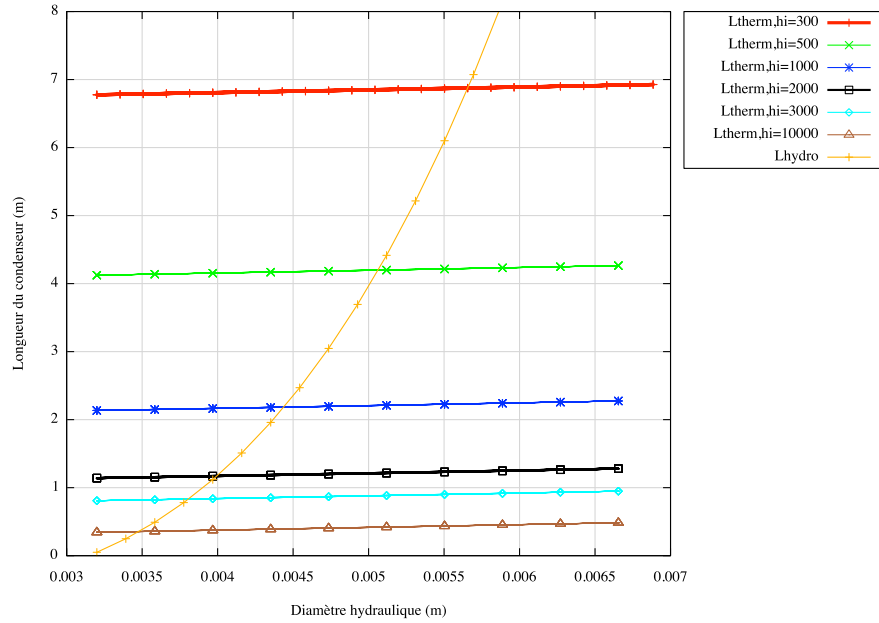


(b) Longueur du condenseur pour $\Delta T = 20 K$, $\Delta p_{pompe} = 0,5 bar$, $\dot{m}_{sec} = 0,35 kg.s^{-1}$ pour l'acier

Figure B.3



(a) Longueur du condenseur pour $\Delta T = 20\text{ K}$, $\Delta p_{pompe} = 1\text{ bar}$, $\dot{m}_{sec} = 0,28\text{ kg.s}^{-1}$ pour le verre



(b) Longueur du condenseur pour $\Delta T = 20\text{ K}$, $\Delta p_{pompe} = 1\text{ bar}$, $\dot{m}_{sec} = 0,28\text{ kg.s}^{-1}$ pour l'acier

Figure B.4

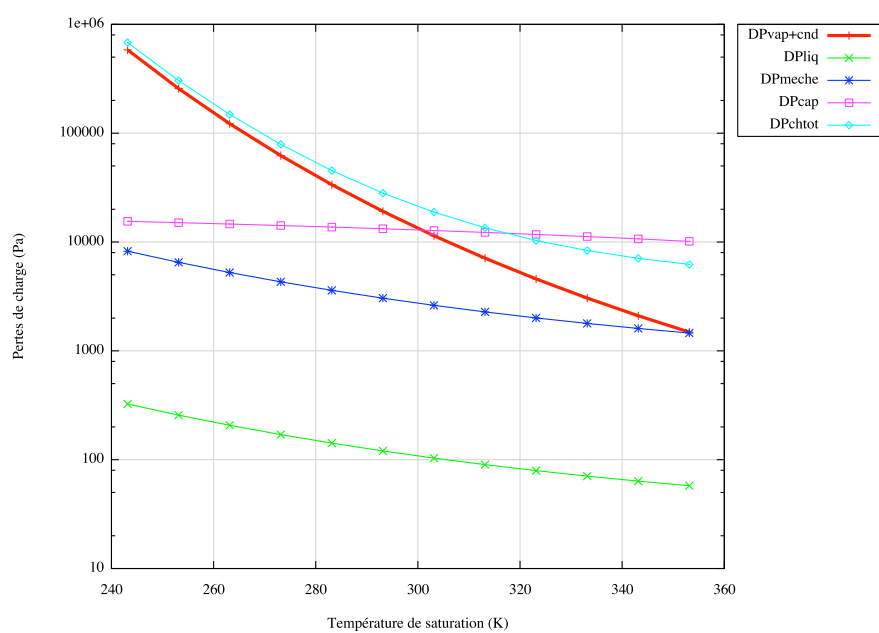


Figure B.5 – les pertes de charge subis par le fluide

Annexe C

Analyse linéaire de stabilité (ALS)

C.1 Modèle physique

$$(\rho C p \Omega)_m \frac{dT_B}{dt} = \dot{Q}_{inj} - G_{eq}(T_B - T_v^*) \quad (C.1)$$

$$T_v^* = T_{2,c} + \frac{\Delta p_v}{\left. \frac{dp_{sat}}{dT} \right|_{T_R}} \quad (C.2)$$

$$T_{2\varphi,c} = T_{rad} + \frac{\Delta H_{vap}}{h_{2\varphi,c} \pi D_c \eta} \left[\dot{m}_v - \rho_v \frac{\dot{m}_v - \dot{m}_l}{\rho_v - \rho_l} \right] \quad (C.3)$$

$$\Delta p_v^* = \frac{8}{\pi^2} \Lambda \frac{L_v}{D_v^5} \frac{\dot{m}_v^2}{\rho_v} \quad (C.4)$$

$$\Lambda = \frac{0,30}{\left[\log_{10} \left(\left(\frac{k}{3,7 D_v} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re_v} \right) \right]^2} \quad (C.5)$$

$$Re_v = \frac{4}{\mu_v \pi D_v} \dot{m}_v \quad (C.6)$$

$$\dot{m}_v = \frac{G_{eq}(T_B - T_v^*)}{\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - T_l)} \quad (C.7)$$

$$\frac{dL_{2\varphi,c}}{dt} = - \frac{\dot{m}_v}{A_c \alpha (\rho_l - \rho_v)} + \frac{\dot{m}_l}{A_c \alpha (\rho_l - \rho_v)} \quad (C.8)$$

$$\frac{d\dot{m}_l}{dt} = K [(p_{2\varphi,c} - p_R) + \Delta p_l - \Delta p_g] \quad (C.9)$$

$$K = \left[\frac{A_c A_r A_l}{-A_r A_l L_{2\varphi,c} + A_r A_l L_c + A_c A_l L_r + A_c A_r L_l} \right] \quad (C.10)$$

$$p_{2\varphi,c} = p_R + \left. \frac{dp_{sat}}{dT} \right|_{T_R} (T_{2\varphi,c} - T_R) \quad (C.11)$$

$$\Delta p_l = -\frac{128}{\pi} \frac{\mu_l}{\rho_l} \dot{m}_l \left[\frac{L_c}{D_c^4} + \frac{L_l}{D_l^4} + \frac{L_r}{D_r^4} \right] + \frac{128}{\pi} \frac{\mu_l}{\rho_l} \dot{m}_l \frac{L_{2\varphi,c}}{D_c^4} \quad (\text{C.12})$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_B}{dt} = \mathcal{F}_1(T_B, T_v^*) \\ T_v^* = \mathcal{F}_2(T_{2\varphi,c}, \Delta p_v^*) \\ T_{2\varphi,c} = \mathcal{F}_3(\eta, \dot{m}_v, \dot{m}_l) \\ \Delta p_v^* = \mathcal{F}_4(\Lambda, \dot{m}_v) \\ \Lambda = \mathcal{F}_5(Re_v) \\ Re_v = \mathcal{F}_6(\dot{m}_v) \\ \dot{m}_v = \mathcal{F}_7(T_B, T_v^*) \\ \frac{dL_{2\varphi,c}}{dt} = \mathcal{F}_8(\dot{m}_v, \dot{m}_l) \\ \frac{d\dot{m}_l}{dt} = \mathcal{F}_9(K, p_{2\varphi,c}, \Delta p_l) \\ K = \mathcal{F}_{10}(\eta) \\ p_{2\varphi,c} = \mathcal{F}_{11}(T_{2\varphi,c}) \\ \Delta p_l = \mathcal{F}_{12}(L_{2\varphi,c}, \dot{m}_l) \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_B}{dt} = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial T_B} \right|_{rp} \delta T_B + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_1}{\partial T_v^*} \right|_{rp} \delta T_v^* \\ \delta T_v^* = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial T_{2\varphi,c}} \right|_{rp} \delta T_{2\varphi,c} + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_2}{\partial \Delta p_v^*} \right|_{rp} \delta \Delta p_v^* \\ \delta T_{2\varphi,c} = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial L_{2\varphi,c}} \right|_{rp} \delta \eta + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \dot{m}_v} \right|_{rp} \delta \dot{m}_v + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_3}{\partial \dot{m}_l} \right|_{rp} \delta \dot{m}_l \\ \delta \Delta p_v^* = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_4}{\partial \Lambda} \right|_{rp} \delta \Lambda + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_4}{\partial \dot{m}_v} \right|_{rp} \delta \dot{m}_v \\ \delta \Lambda = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_5}{\partial Re_v} \right|_{rp} \delta Re_v \\ \delta Re_v = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_6}{\partial \dot{m}_v} \right|_{rp} \delta \dot{m}_v \\ \delta \dot{m}_v = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_7}{\partial T_B} \right|_{rp} \delta T_B + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_7}{\partial T_v^*} \right|_{rp} \delta T_v^* \\ \frac{d\delta L_{2\varphi,c}}{dt} = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_8}{\partial \dot{m}_v} \right|_{rp} \delta \dot{m}_v + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_8}{\partial \dot{m}_l} \right|_{rp} \delta \dot{m}_l \\ \frac{d\delta \dot{m}_l}{dt} = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_9}{\partial K} \right|_{rp} \delta K + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_9}{\partial p_{2\varphi,c}} \right|_{rp} \delta p_{2\varphi,c} + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_9}{\partial \Delta p_l} \right|_{rp} \delta \Delta p_l \\ \delta K = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_{10}}{\partial L_{2\varphi,c}} \right|_{rp} \delta L_{2\varphi,c} \\ \delta p_{2\varphi,c} = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_{11}}{\partial T_{2\varphi,c}} \right|_{rp} \delta T_{2\varphi,c} \\ \delta \Delta p_l = \left. \frac{\partial \mathcal{F}_{12}}{\partial L_{2\varphi,c}} \right|_{rp} \delta L_{2\varphi,c} + \left. \frac{\partial \mathcal{F}_{12}}{\partial \dot{m}_l} \right|_{rp} \delta \dot{m}_l \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta T_B}{dt} = a_1 \delta T_B + a_2 \delta T_v^* \\ \delta T_v^* = b_1 \delta T_{2\varphi,c} + b_2 \delta \Delta p_v^* \\ \delta T_{2\varphi,c} = c_1 \delta L_{2\varphi,c} + c_2 \delta \dot{m}_v + c_3 \delta \dot{m}_l \\ \delta \Delta p_v^* = d_1 \delta \Lambda + d_2 \delta \dot{m}_v \\ \delta \Lambda = e_1 \delta Re_v \\ \delta Re_v = f_1 \delta \dot{m}_v \\ \delta \dot{m}_v = g_1 \delta T_B + g_2 \delta T_v^* \\ \frac{d\delta L_{2\varphi,c}}{dt} = h_1 \delta \dot{m}_v + h_2 \delta \dot{m}_l \\ \frac{d\delta \dot{m}_l}{dt} = i_1 \delta K + i_2 \delta p_{2\varphi,c} + i_3 \delta \Delta p_l \\ \delta K = t_1 \delta L_{2\varphi,c} \\ \delta p_{2\varphi,c} = t_2 \delta T_{2\varphi,c} \\ \delta \Delta p_l = t_3 \delta L_{2\varphi,c} + t_4 \delta \dot{m}_l \end{array} \right\} \begin{cases} \delta \dot{m}_v = A_1 \delta T_B + A_2 \delta L_{2\varphi,c} + A_3 \delta \dot{m}_l \\ \delta T_v^* = B_1 \delta T_B + B_2 \delta L_{2\varphi,c} + B_3 \delta \dot{m}_l \end{cases}$$

On obtient finalement,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta T_B}{dt} = \mathcal{K}_{11} \delta T_B + \mathcal{K}_{12} \delta L_{2\varphi,c} + \mathcal{K}_{13} \delta \dot{m}_l \\ \frac{d\delta L_{2\varphi,c}}{dt} = \mathcal{K}_{21} \delta T_B + \mathcal{K}_{22} \delta L_{2\varphi,c} + \mathcal{K}_{23} \delta \dot{m}_l \\ \frac{d\delta \dot{m}_l}{dt} = \mathcal{K}_{31} \delta T_B + \mathcal{K}_{32} \delta L_{2\varphi,c} + \mathcal{K}_{33} \delta \dot{m}_l \end{array} \right.$$

Soit

$$\begin{pmatrix} \frac{d\delta T_B}{dt} \\ \frac{d\delta L_{2\varphi,c}}{dt} \\ \frac{d\delta \dot{m}_l}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{K}_{11} & \mathcal{K}_{12} & \mathcal{K}_{13} \\ \mathcal{K}_{21} & \mathcal{K}_{22} & \mathcal{K}_{23} \\ \mathcal{K}_{31} & \mathcal{K}_{32} & \mathcal{K}_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta T_B \\ \delta L_{2\varphi,c} \\ \delta \dot{m}_l \end{pmatrix}$$

- Calcul des valeurs propres :

$$|\mathcal{K} - \lambda I_3| = 0$$

$$\begin{pmatrix} \mathcal{K}_{11} - \lambda & \mathcal{K}_{12} & \mathcal{K}_{13} \\ \mathcal{K}_{21} & \mathcal{K}_{22} - \lambda & \mathcal{K}_{23} \\ \mathcal{K}_{31} & \mathcal{K}_{32} & \mathcal{K}_{33} - \lambda \end{pmatrix} = 0$$

On obtient le polynôme caractéristique suivant :

$$\lambda^3 - \mathcal{A}\lambda^2 + \mathcal{B}\lambda + \mathcal{C} = 0$$

- Résolution du polynôme par la methode de CARDAN :
On pose

$$X = \lambda - \frac{\mathcal{A}}{3}$$

On peut donc écrire :

$$X^3 + \left(\mathcal{B} - \frac{\mathcal{A}^2}{3}\right)X + \mathcal{C} + \frac{\mathcal{A}\mathcal{B}}{3} - \frac{2\mathcal{A}^3}{27} = 0$$

$$\Rightarrow X^3 + RX + Q = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R = \left(\mathcal{B} - \frac{\mathcal{A}^2}{3}\right) \\ Q = \mathcal{C} + \frac{\mathcal{A}\mathcal{B}}{3} - \frac{2\mathcal{A}^3}{27} \end{cases}$$

Si l'on pose

$$X = u + v$$

On obtient

$$u^3 + v^3 + (u + v)(3uv + R) + Q = 0$$

Astuce!!! on pose

$$\begin{cases} 3uv + R = 0 \\ u^3 + v^3 + Q = 0 \end{cases}$$

Ce système équivaut encore à

$$\begin{cases} u^3 v^3 = -\frac{R^3}{27} \\ u^3 + v^3 = -Q \end{cases}$$

et donc, cela équivaut à dire que u^3 et v^3 sont racines du trinôme "Somme et Produit"

$$Y^2 + QY - \frac{R^3}{27} = 0$$

$$\Rightarrow \Delta = \frac{27Q^2 + 4R^3}{27}$$

- Si Δ est strictement positif.
On obtient les deux racines réelles distinctes

$$Y_1 = \frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2} \quad \text{et} \quad Y_2 = \frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}$$

La résolvante de Cardan a alors pour racine :

$$\begin{cases} u^3 = Y_1 \\ v^3 = Y_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} u^3 = \frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2} \\ v^3 = \frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2} \end{cases}$$

D'où l'on déduit, compte tenue de la relation $3uv + R = 0$:

$$\begin{cases} u = \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \\ v = \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} u = j \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \\ v = j^2 \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} u = j^2 \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \\ v = j \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \end{cases}$$

Avec

$$j = e^{\frac{2i\pi}{3}} = -\frac{1}{2} + i\frac{\sqrt{3}}{2}$$

Nous en déduisons trois valeurs possibles pour X , sachant que $X = u + v$

$$\begin{cases} X_1 = \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \\ X_2 = j \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + j^2 \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \\ X_3 = j^2 \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + j \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} \end{cases}$$

Il s'ensuit que les trois racines de l'équation à résoudre sont :

$$\begin{cases} \lambda_1 = \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + \frac{\mathcal{A}}{3} \\ \lambda_2 = j \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + j^2 \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + \frac{\mathcal{A}}{3} \\ \lambda_3 = j^2 \left(\frac{-Q + \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + j \left(\frac{-Q - \sqrt{\Delta}}{2}\right)^{1/3} + \frac{\mathcal{A}}{3} \end{cases}$$

C.2 Solution au régime permanent

De l'équation (7), (9) et (1) on obtient

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m}_{rp} \approx \frac{\dot{Q}_{inj}}{\Delta H_{vap}} \\ r_2 \dot{m}_{rp} L_{2\varphi,crp}^2 - (\alpha_1 + r_1 \dot{m}_{rp} + r_3) L_{2\varphi,crp} + \alpha_2 \dot{m}_{rp} = 0 \\ T_{B,rp} = T_v^* + \frac{\dot{Q}_{inj}}{G_{eq}} \end{array} \right.$$

Avec

$$T_v^* = \mathcal{F}(\dot{m}_{rp}, L_{2\varphi,crp})$$

C.2.1 Résolution de l'équation en $L_{2\varphi,c}$

$$\Delta = (\alpha_1 + r_1 \dot{m}_{rp} + r_3)^2 - 4r_2 \alpha_2 \dot{m}_{rp}^2$$

$$L_{2\varphi,crp} = \frac{(\alpha_1 + r_1 \dot{m}_{rp} + r_3) \pm \sqrt{\Delta}}{2r_2 \dot{m}_{rp}}$$

 Paramètres

$$R = \left(\mathcal{B} - \frac{\mathcal{A}^2}{3} \right)$$

$$Q = \mathcal{C} + \frac{\mathcal{A}\mathcal{B}}{3} - \frac{2\mathcal{A}^3}{27}$$

$$\mathcal{A} = (\mathcal{K}_{11} + \mathcal{K}_{22} + \mathcal{K}_{33})$$

$$\mathcal{B} = (\mathcal{K}_{11}\mathcal{K}_{22} + \mathcal{K}_{22}\mathcal{K}_{33} + \mathcal{K}_{11}\mathcal{K}_{33} - \mathcal{K}_{32}\mathcal{K}_{23} - \mathcal{K}_{21}\mathcal{K}_{12} - \mathcal{K}_{31}\mathcal{K}_{13})$$

$$\mathcal{C} = (\mathcal{K}_{11}\mathcal{K}_{32}\mathcal{K}_{23} + \mathcal{K}_{21}\mathcal{K}_{12}\mathcal{K}_{33} + \mathcal{K}_{31}\mathcal{K}_{13}\mathcal{K}_{22} - \mathcal{K}_{11}\mathcal{K}_{33}\mathcal{K}_{22} - \mathcal{K}_{21}\mathcal{K}_{32}\mathcal{K}_{13} - \mathcal{K}_{31}\mathcal{K}_{12}\mathcal{K}_{23})$$

$$\mathcal{K}_{11} = a_1 + a_2 g_1 \frac{C_2}{C_1}$$

$$\mathcal{K}_{12} = \frac{a_2 b_1 c_1}{C_1}$$

$$\mathcal{K}_{13} = \frac{a_2 b_1 c_3}{C_1}$$

$$\mathcal{K}_{21} = \frac{h_1 g_1}{C_1} \quad ; \quad \mathcal{K}_{22} = \frac{h_1 g_2 b_1 c_1}{C_1} \quad ; \quad \mathcal{K}_{23} = h_2 + \frac{h_1 g_2 b_1 c_3}{C_1}$$

$$\mathcal{K}_{31} = \frac{i_2 t_2 c_2 g_1}{C_1} \quad ; \quad \mathcal{K}_{32} = \left(i_3 t_3 + i_2 t_2 c_1 + \frac{i_2 t_2 c_2 g_2 b_1 c_1}{C_1} \right) \quad ;$$

$$\mathcal{K}_{33} = \left(i_3 t_4 + i_2 t_2 c_3 + \frac{i_2 t_2 c_2 g_2 b_1 c_3}{C_1} \right)$$

$$C_1 = 1 - g_2 C_2$$

$$C_2 = b_1 c_2 + b_2 d_1 e_1 f_1 + b_2 d_2$$

$$a_1 = -\frac{G_{eq}}{(\rho C p \Omega)_m} \quad ; \quad a_2 = \frac{G_{eq}}{(\rho C p \Omega)_m}$$

$$b_1 = 1 \quad ; \quad b_2 = \frac{T_R(\rho_l - \rho_v)}{l_v \rho_v \rho_l}$$

$$c_1 = -\frac{\Delta H_{vap}}{h_{2\varphi,c} \pi D_c} \frac{\dot{m}_{rp}}{L_{2\varphi,c}^2} \quad ; \quad c_2 = \frac{\Delta H_{vap}}{h_{2\varphi,c} \pi D_c L_{2\varphi,c} r_p} \frac{\rho_l}{(\rho_l - \rho_v)} \quad ;$$

$$c_3 = -\frac{\Delta H_{vap}}{h_{2\varphi,c} \pi D_c L_{2\varphi,c} r_p} \frac{\rho_v}{(\rho_l - \rho_v)}$$

$$d_1 = \frac{8}{\pi^2} \frac{L_v}{D_v^5} \frac{\dot{m}_{rp}^2}{\rho_v} \quad ; \quad d_2 = \frac{16}{\pi^2} \Lambda \frac{L_v}{D_v^5} \frac{\dot{m}_{rp}}{\rho_v}$$

$$e_1 = \frac{0,60(\ln 10)^2}{(1,8)^2} \frac{6,9}{Re v^2} \frac{1}{\left(\left(\frac{k}{3,7 D_v} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re v} \right)} \frac{1}{\left[\ln \left(\left(\frac{k}{3,7 D_v} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re v} \right) \right]^3}$$

$$f_1 = \frac{4}{\mu_v \pi D_v}$$

$$g_1 = \frac{G_{eq}}{\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - T_{rad})} \quad ; \quad g_2 = -\frac{G_{eq} [l_v + C_{pl}(T_v^* - T_{rad})] + G_{eq} C_{pl} T_v^* (T_B - T_v^*)}{[\Delta H_{vap} + C_{pl}(T_v^* - T_{rad})]^2}$$

$$h_1 = -\frac{1}{A_c \alpha (\rho_l - \rho_v)} \quad ; \quad h_2 = \frac{1}{A_c \alpha (\rho_l - \rho_v)}$$

$$i_1 = 0$$

$$i_2 = \frac{k_1}{(-k_2 L_{2\varphi, crp} + k_3)}$$

$$i_3 = i_2$$

$$k_1 = A_c A_r A_l \quad ; \quad k_2 = A_r A_l \quad ; \quad k_3 = A_r A_l L_c + A_c A_l L_r + A_c A_r L_l$$

$$r_1 = \frac{128}{\pi} \frac{\mu_l}{\rho_l} \left[\frac{L_c}{D_c^4} + \frac{L_l}{D_l^4} + \frac{L_r}{D_r^4} \right] \quad ; \quad r_2 = \frac{128}{\pi} \frac{\mu_l}{\rho_l} \frac{1}{D_c^4} \quad ; \quad r_3 = \Delta p_g$$

$$t_1 = \frac{k_1 k_2}{(-k_2 L_{2\varphi, crp} + k_3)^2}$$

$$t_2 = \frac{l_v \rho_v \rho_l}{T_r (\rho_l - \rho_v)}$$

$$t_3 = r_2 \dot{m}_{rp}$$

$$t_4 = -r_1 + r_2 L_{2\varphi, crp}$$

$$\alpha_1 = \frac{l_v \rho_v \rho_l (T_R - T_{rad})}{T_R (\rho_l - \rho_v)}$$

$$\alpha_2 = \frac{\Delta H_{vap} \rho_v \rho_l \Delta H_{vap}}{T_R (\rho_l - \rho_v) h_{2\varphi, c} \pi D_c}$$

Références bibliographiques

- [AJK06] Kirk L.Yerkes Levi J.Elston Andrew J.Fleming, Quinn H.Leland and Scott K.Thomas. Aircraft thermal management using loop heat pipes : Experimental simulation of high acceleration environnements using the centrifuge table test bed. *SAE*, 2006.
- [BJ09] Joon Hong Boo and Eui Guk Jung. Bypass line assisted start-up of a loop heat pipe with a flat evaporator. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 23(6) :1613–1619, JUN 2009.
- [BLWF09] Lizhan Bai, Guiping Lin, Dongsheng Wen, and Jianting Feng. Experimental investigation of startup behaviors of a dual compensation chamber loop heat pipe with insufficient fluid inventory. *Applied Thermal Engineering*, 29(8-9) :1447–1456, JUN 2009.
- [BLZW09] Lizhan Bai, Guiping Lin, Hongxing Zhang, and Dongsheng Wen. Mathematical modeling of steady-state operation of a loop heat pipe. *Applied Thermal Engineering*, 29(13) :2643–2654, SEP 2009.
- [CGBD97] Y. Cao, M. Gao, J. E. Beam, and B. Donovan. Experiments and analyses of flat miniature heat pipes. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, pages 158– 164, Apr-Jun 1997.
- [DBM] David Wolf Edward Kroliczek James Yun Stephen Krein David Bugby, Kimberly Wrenn and Daniel Mark. Multi-evaporator hybrid loop heat pipe for small spacecraft thermal management. Technical report, swales Aerospace.
- [Del11] N. Delalandre. *Analyse par voie de modélisation du comportement thermohydraulique instationnaire de boucles diphasiques à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants électroniques de puissance soumis é des sollicitations sévères*. PhD thesis, Université de Poitiers, ENSMA, Futuroscope, France, Avril 2011.
- [D.L08] D.Lossouarn. *Etude théorique et expérimentale du refroidissement diphasique à pompage capillaire de convertisseurs de puissance à haute densité de flux de chaleur pour la traction ferroviaire*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2008.
- [DR94] P. D. Dunn and D. A. Reay. Heat pipes. *Pergamon*, 1994.
- [GJB96] Joseph M. Gottschlich Air Force Wright Lab. Gregg J. Baldassarre, Nelson J. Gernert Thermacore. Inc. Loop heat pipe for avionics thermal control. *SAE*, (961318), May 1996.
- [GLLY09] Dongxing Gai, Wei Liu, Zhichun Liu, and Jinguo Yang. Temperature oscillation of mlhp with flat evaporator. *Heat Transfer Research*, 40(4) :321–332, 2009.

- [HHL09] B. J. Huang, H. H. Huang, and T. L. Liang. System dynamics model and startup behavior of loop heat pipe. *Applied Thermal Engineering*, 29(14-15) :2999–3005, OCT 2009.
- [JYL08] Wukchul Joung, Taeu Yu, and Jinho Lee. Experimental study on the loop heat pipe with a planar bifacial wick structure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(7-8) :1573–1581, APR 2008.
- [KJK99] Tarik Kaya and NASA / Goddard Space Flight Center Jentung Ku. Ground testing of loop heat pipe for spacecraft thermal control. *AIAA*, 1999.
- [KLO00] Jentung Ku and International Space University ; Paul Rogers U.S.Army TARDEC ; Craig Hoff Laura Ottenstein, NASA ; Tarik Kaya. Testing of a loop heat pipe subjected to variable acceleration forces. *SAE*, 2000.
- [Lac10] L. Lachassagne. *Développement expérimental et modélisation numérique d’une boucle diphasique à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants d’électronique de puissance en contexte automobile*. PhD thesis, Université de Poitiers, ENSMA, Futuroscope, France, Décembre 2010.
- [LHLC09] Xiang-you Lu, Tse-Chao Hua, Mei-jing Liu, and Yuan-xia Cheng. Thermal analysis of loop heat pipe used for high-power led. *Thermochimica Acta*, 493(1-2) :25–29, SEP 10 2009.
- [LL09] Hung-Wen Lin and Wei-Keng Lin. Thermal analysis of reservoir structure versus capillary pumped loop. *Applied Thermal Engineering*, 29(1) :186–194, JAN 2009.
- [LLY08] Zhichun Liu, Wei Liu, and Jinguo Yang. Experimental investigation of new flat-plate-type capillary pumped loop. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 22(1) :98–104, JAN-MAR 2008.
- [LLYG09] Zhichun Liu, Wei Liu, Jinguo Yang, and Dongxing Gai. Design and experimental research of a flat-plate type cpl with a porous wick in the condenser. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 16(2) :161–170, MAR-APR 2009.
- [LPDJ07] S. Launay, V. Platel, S. Dutour, and J.-L. Joly. Transient modelling of loop heat pipes for the oscillating behaviour study. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 21(No. 3), July-September 2007.
- [Phi98] Thermacore Inc. Lancaster PA Fale John E. Gernert Nelson J. Sarraf D. B. Bienert Walter J. Dynatherm Corp. Hunt Valley MD Phillips, A. L. loop heat pipe qualification for high vibration and high-g environments. *AIAA*, JAN 1998.
- [PJP⁺04] E. Pouzet, J.-L. Joly, V. Platel, J.-Y. Grandpeix, and C. Butto. Dynamic response of a capillary pumped loop subjected to various heat load transients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 :2293 – 2316, 2004.
- [Pou96] E. Pouzet. *Influence du champ de pesanteur sur le fonctionnement d’une boucle fluide diphasique à pompage thermocapillaire. Expérimentation et modélisation*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Octobre 1996.
- [Sol09] Ph. Soler. *Expérimentation et modélisation thermohydraulique des boucles à pompage capillaire de type Loop Heat Pipe (-LHP-) : étude*

- du lien entre la chambre de compensation et l'évaporateur*. PhD thesis, Université de Provence, février 2009.
- [SYG99] H. Schneider, M. Yoshida, and M. Groll. Investigation of intercinneted mini heat pipe arrays for micro electronics cooling. *11th International Heat Pipe Conference*, 1 :1– 6, 1999.
- [TCP08] Xudong Tang and ACT Chanwoo Park. Vibration/shock-tolerant capillary two-phase loop technology for vehicule thermal control. In *Proceedings of 2008 ASME Summer Heat Transfer Conference*, number HT2008-56349, 2008.
- [WBB78] G.L. Wedekind, B.L. Bhatt, and B.T. Beck. A system mean void fraction model for predicting various transient phenomena associated with two-phase evaporating and condensing flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 4(1) :97 – 114, 1978.
- [WLTN09] Z. M. Wan, W. Liu, Z. K. Tu, and A. Nakayama. Conjugate numerical analysis of flow and heat transfer with phase change in a miniature flat plate cpl evaporator. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(1-2) :422–430, JAN 15 2009.
- [XCC⁺09] Gongming Xin, Yan Chen, Lin Cheng, Tao Luan, Jiwei Song, Marco Molina, Ivan Corradino, and Christian Vettore. Simulation of a lhp-based thermal control system under orbital environment. *Applied Thermal Engineering*, 29(13) :2726–2730, SEP 2009.
- [YCC09a] Chien-Chih Yeh, Chun-Nan Chen, and Yau-Ming Chen. Heat transfer analysis of a loop heat pipe with biporous wicks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(19-20) :4426–4434, SEP 2009.
- [YCC09b] Chien-Chih Yeh, Chun-Nan Chen, and Yau-Ming Chen. Heat transfer analysis of a loop heat pipe with biporous wicks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(19-20) :4426–4434, SEP 2009.

Résumé

Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire sont des systèmes transférant de manière passive et efficace de la chaleur entre deux sources distantes. Ce travail de thèse porte sur la caractérisation d'une boucle de type CPL (Capillary Pumped Loop) en vue de son utilisation dans un contexte aéronautique. La démarche scientifique couple l'expérimentation et la modélisation : un modèle destiné à rendre compte de la dynamique de la boucle a été développé en parallèle d'un banc expérimental. Les résultats issus des campagnes associant mesures et visualisations ont montré : (i) le caractère fortement fluctuant de l'écoulement, perturbé par le développement d'une instabilité hydrodynamique au niveau du condenseur, (ii) que la dynamique de la boucle consécutive à l'application d'échelons de puissance est dominée par la phase de redistribution du fluide dans la boucle, (iii) que cette phase est la plus critique en termes de sollicitations mécaniques puisqu'on y observe des débits pouvant dépasser d'un ordre de grandeur les débits moyens obtenus aux régimes stationnaires, (iv) que les performances sont conservées pour des angles d'inclinaison jusqu'à 20° malgré une influence avérée sur la répartition des phases et les coefficients de transfert. Une confrontation des résultats de simulations avec les données a montré que le modèle est capable de prédire de façon précise le comportement de la boucle lors d'échelons de flux croissants. Le modèle a donc été mis à profit pour tester l'aptitude de la boucle face à des conditions opératoires étendues et des configurations différentes (inclinaison, position respective des composants, performances du condenseur,...). Il s'avère être un bon outil pour examiner l'intégration des CPLs dans les véhicules terrestres.

Mots-clés : système diphasique, CPL, évaporateur capillaire, condenseur, électronique de puissance, aéronautique.

Abstract

Capillary pumped loops are passive and efficient heat transport devices between two distant heat sources. This work deals with the characterization of the capillary pumped loop behavior for its use in an aeronautics context. The scientific approach combines experimentation and modeling : a model has been developed in parallel with an experimental test bench. During the measurements and visualizations campaigns, we found : (i) a strongly fluctuating flow, due to the development of a hydrodynamic instability within the condenser, (ii) that the loop dynamics during increasing or decreasing heat loading is dominated by the distribution of the working fluid in the loop, (iii) that this period is the most critical in terms of mechanical solicitations because we observed mass flow rates exceeding for one order of magnitude the value reached at steady state regimes, (iv) that the performances keep unchanged during the tests with tilt angles up to 20° despite influence on the phase distribution and heat transfer coefficients. Simulations have been compared with experimental results. We found that the model satisfactorily predicts the transient behavior of the loop during increasing heat loads. The model has been used to test the loop response subjected to extended operating conditions and different configurations (tilt angle, respective position of components, condenser performances, ...) demonstrating that it is a useful tool for studying the CPLs integration in terrestrial vehicles.

Keywords : two-phase systems, CPL, capillary evaporator, condenser, electronic power, aeronautics.